

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DE NANCY I

pour obtenir le grade de

DOCTEUR INGÉNIEUR

par

Bruno STOCCHI

Ingénieur E. N. S. E. M.

Licencié ès-Sciences

SUJET :

**Étude du gradient pariétal de vitesse et de la convection
pour un écoulement pulsé autour d'un cylindre**

Soutenue publiquement le 13 Février 1971, devant la Commission d'examen

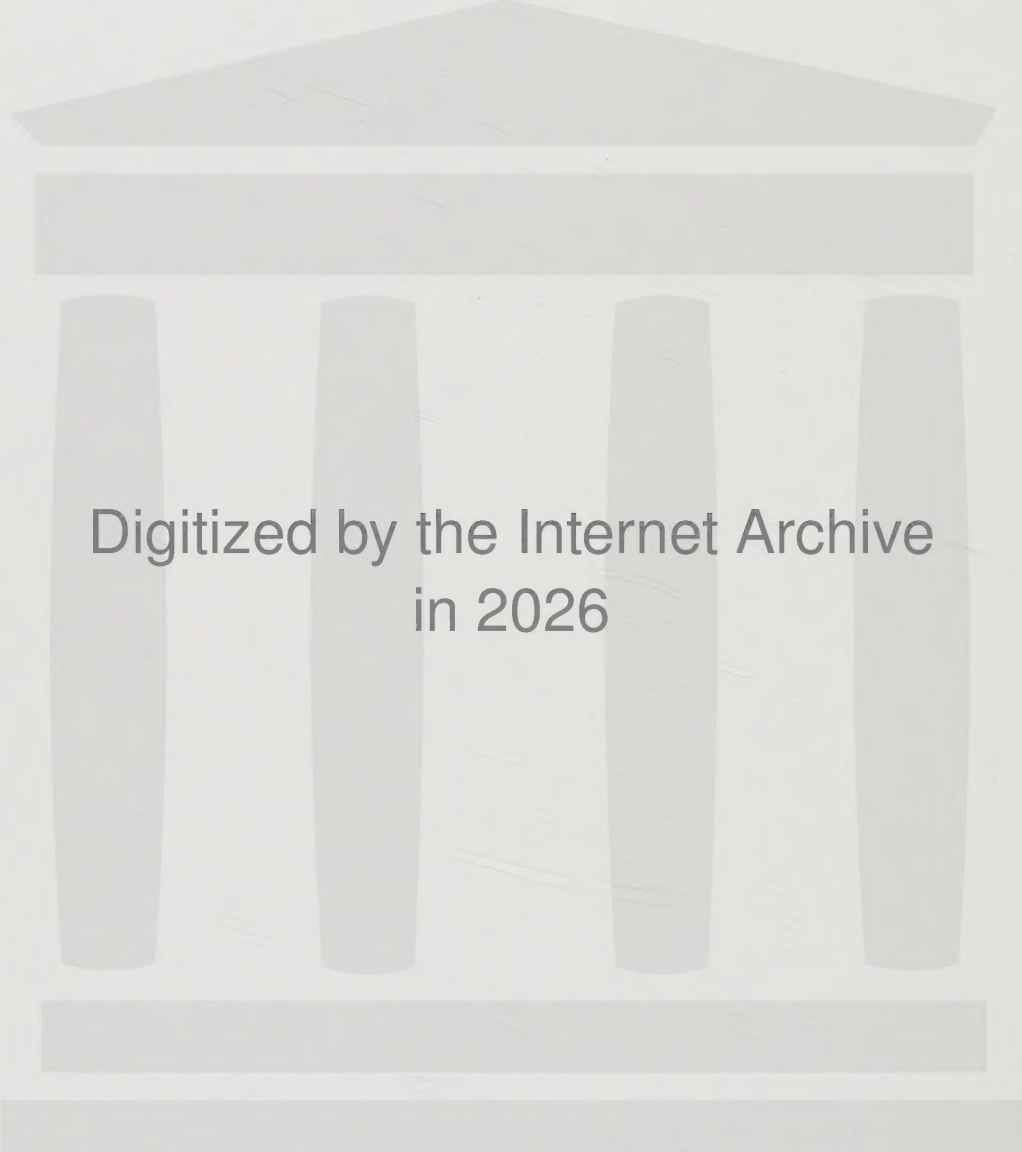
Membres du Jury :

Président : M. J. GOSSE

Examineurs : MM. H. MOUTON

J. VILLERMAUX

M. MARTIN



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41551918_0005

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DE NANCY I

pour obtenir le grade de

DOCTEUR-INGÉNIEUR

par

Bruno STOCCHI

Ingénieur E. N. S. E. M.

Licencié ès-Sciences

SUJET :

**Étude du gradient pariétal de vitesse et de la convection
pour un écoulement pulsé autour d'un cylindre**

Soutenue publiquement le 13 Février 1971, devant la Commission d'examen

Membres du Jury :

Président : M. J. GOSSE

Examineurs : MM. H. MOUTON

J. VILLERMAUX

M. MARTIN

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DE NANCY I

pour obtenir le grade de

DOCTEUR INGÉNIEUR

par

Bruno STOCCHI

Ingénieur E. N. S. M.
Licencié en Sciences

SUJET :

Étude du gradient partiel de vitesse et de la convection
pour un écoulement pulsé autour d'un cylindre

Soutenue publiquement le 13 février 1971, devant la Commission d'examen



Membres du jury :

Président : M. J. COSSE

Examineurs : MM. H. MOUTON

J. VILLERMAUX

M. MARTIN

Le présent travail a été effectué au Laboratoire de Mécanique de l'Ecole Nationale Supérieure d'Electricité et de Mécanique de Nancy, sous la direction de Monsieur le Professeur J. GOSSE, Directeur de l'école.

Nous tenons à lui témoigner notre gratitude pour la confiance dont il nous a honoré, et pour les utiles conseils qu'il nous a donnés.

Nous remercions très sincèrement Monsieur H. MOUTON, Professeur à la Faculté des Sciences de Nantes, d'avoir répondu favorablement à notre invitation.

Nous adressons nos plus vifs remerciements à Monsieur J. VILLERMAUX, Professeur à l'Ecole Nationale Supérieure des Industries Chimiques, de Nancy, d'avoir bien voulu faire partie de notre jury.

Notre reconnaissance va aussi à Monsieur M. MARTIN, chargé de cours à l'Ecole des Mines de Nancy, qui s'est intéressé à nos travaux, et a accepté de faire partie du jury.

Nous exprimons nos sincères remerciements à Monsieur LEBDOUCHE Chercheur au Laboratoire, pour l'aide efficace qu'il nous a apportée pendant nos travaux.

Nous prions Monsieur MURGIA, Chef d'Atelier, de transmettre à toute son équipe nos compliments pour la qualité de ses réalisations.

Nous remercions Mademoiselle FRUHINSCHOLZ et Monsieur LOUIS pour leur aimable contribution à la réalisation du présent ouvrage.

Enfin, nous ne saurions oublier dans nos remerciements tous les chercheurs et techniciens du Laboratoire, qui ont collaboré à ce travail et ont su créer une ambiance d'équipe.

TABLE DES MATIERES

Pages

Introduction	
--------------------	--

Chapitre I

A.	Généralités sur les écoulements autour des cylindres	
I.	Rappel des équations générales	1
II.	Bibliographie sur les écoulements autour des cylindres	2
III.	Bibliographie sur les écoulements périodiques	4
B.	Principes de la méthode polarographique	
I.	Principes	6
II.	Bibliographie	7
III.	Equations du transfert de masse - Relation entre le transfert et le gradient de vitesse à la paroi	9
C.	Réponse aux fluctuations de vitesse	
I.	Bibliographie	15
II.	Détermination de l'inertie introduite par les sondes de mesure	18
Conclusion		25

Chapitre II - Mise en oeuvre du dispositif expérimental

A.	Description des différents organes du montage	27
B.	Mesures préliminaires et premiers essais	
I.	Propriétés du liquide polarographique	38
II.	Essais dynamiques	39
III.	Mise en oeuvre de la méthode polarographique	43

Chapitre III- Etude hydrodynamique en écoulement permanent

A.	Mesure du gradient pariétal moyen de vitesse	50
B.	Mesures dynamiques	55
Conclusion		60

<u>Chapitre IV.</u>	- Etude hydrodynamique des écoulements pulsés autour des cylindres	62
A.	Mesure du gradient pariétal moyen de vitesse : - Etude pour différentes fréquences de pulsation - Comparaison avec les résultats antérieurs	63

Conclusion

B.	Mesures dynamiques : - Considérations générales - Etude du signal pour différentes fréquences de pulsation et interprétation des résultats	68
----	--	----

Conclusion

<u>Chapitre V</u>	- Etude du transfert de masse en écoulement pulsé	
A.	Mise en oeuvre du cylindre et du dispositif de mesure	76
B.	Etude du transfert de masse	
I.	Détermination du transfert théorique en écoulement permanent	77
II.	Comparaison du transfert mesuré et du transfert théorique	78
III.	Transfert de masse en écoulement pulsé	79

Conclusion

<u>Conclusion</u>	83
-------------------	----

Annexe : Technique de visualisation par bulles d'hydrogène

Références Bibliographiques

- NOTATIONS -

Remarques :

1) Nous ne donnons ici que les notations essentielles. Les autres sont définies dans le texte.

2) Toute grandeur variable au cours du temps est présentée sous la forme $G(t) = \bar{G} + g(t)$.

$\tilde{C}$	concentration du corps actif $\tilde{C} = \bar{C} + \hat{C} e^{i\omega t} = \bar{C} + (A+iB)e^{i\omega t}$
C_{∞}	concentration du corps actif dans la solution loin des électrodes
d	diamètre du cylindre
d_0	diamètre d'une électrode circulaire
D	coefficient de diffusion moléculaire
f	fréquence
f_S	fréquence de Strouhal
F	fréquence de pulsation imposée
Fa	nombre de Faraday
$g(f)$	fonction densité de puissance spectrale normée
h	distance séparant les deux rangées de tourbillons derrière un cylindre
H	hauteur de la veine d'expérience
I	intensité du courant polarographique $I = \bar{I} + i$
K	coefficient de transfert de matière (cm/s) $K = \bar{K} + k$
L	longueur équivalente des sondes selon la direction de l'écoulement
M	facteur d'amortissement
p	pression statique du fluide

r	rapport F/f_S
r_0	rayon des électrodes circulaires
R	rayon du cylindre
s_0	surface des électrodes
S	gradient pariétal de vitesse $S = \bar{S} + s = \bar{S} + \hat{s} e^{i\omega t}$
t	variable de temps
T	température absolue
T_u	intensité de turbulence
(u, v)	composantes tangentielle et radiale de vitesse
$\tilde{U}$	vitesse instantanée incidente
U_∞	vitesse à l'infini
U_f	vitesse à la frontière de la couche-limite
(x, y)	coordonnées curvilignes et normales à la paroi
(x^*, y^*)	coordonnées réduites : $x^* = x/d$; $y^* = y/d$
y_f	ordonnée de la frontière de la couche-limite
V	tension
$V_{\text{réf}}$	tension de référence
V_K	tension à la cathode
(β, γ)	deux premiers termes du développement de Blasius
θ	température Celsius
λ	paramètre de fréquence : $\lambda = 2\pi f d / \tilde{U}_\infty$
μ	viscosité dynamique
ν	viscosité cinématique
ξ	gradient moyen réduit de vitesse : $\xi = S d / 2 \tilde{U}_\infty \sqrt{Re}$

ρ	masse volumique du liquide
τ_{all}	taux de pulsation global du gradient de vitesse
τ	taux de pulsation filtré à la fréquence F
$\tau_{p all}$	taux pariétal global de pulsation
τ_p	taux pariétal de pulsation filtré à la fréquence f
τ'	taux corrigé
τ_t	taux de fluctuations de transfert
φ	angle de la sonde de mesure avec la direction de l'écoulement
ψ	déphasage global introduit par la sonde polarographique
ψ_l	déphasage local
ω	pulsation
Re	nombre de Reynolds : $Re = \bar{U}_\infty d/\nu$
Sc	nombre de Schmidt : $Sc = \nu/D$
Sh	nombre de Sherwood : $Sh = \frac{Kd}{D}$
St	nombre de Strouhal : $St = \frac{f_S d}{\bar{U}_\infty}$

I N T R O D U C T I O N

Il est apparu au cours des dernières années que les écoulements instationnaires de fluides intervenaient dans des domaines nombreux et très divers. C'est pourquoi de nombreux chercheurs se sont penchés sur l'étude de tels écoulements.

Les écoulements pulsés périodiques ont en particulier retenu l'attention, car ils induisent, dans certains cas, des accroissements non négligeables du transfert thermique moyen, comme cela a été montré au laboratoire. Les résultats obtenus sont intéressants, puisqu'ils concernent en fait le rendement des échangeurs thermiques industriels. Il nous a semblé utile de poursuivre les travaux dans cette voie, et de rechercher quels phénomènes hydrodynamiques pouvaient être à l'origine de ces augmentations de transfert.

Une méthode électrochimique fondée sur les propriétés diffusionnelles de certains composés chimiques en solution a déjà été utilisée au laboratoire. Elle s'est révélée particulièrement adaptée à l'étude locale et instantanée des gradients pariétaux de vitesse et du transfert pariétal.

Nous l'avons employée pour analyser l'effet des pulsations de vitesse sur l'écoulement autour de cylindres, et les modifications de transfert qui en résultent.

C H A P I T R E I

A. GENERALITES SUR LES ECOULEMENTS AUTOUR DES CYCLINDRES

I. RAPPEL DES EQUATIONS GENERALES

Comme tout mouvement d'un fluide newtonien, isovolume, de viscosité constante, l'écoulement d'un fluide autour d'un cylindre obéit aux équations de NAVIER-STOKES.

Equation du mouvement :

$$\rho \frac{Du_i}{Dt} = \rho f_i^* - p_{,i} + \mu u_{i,jj}$$

Equation de conservation de la masse :

$$u_{j,j} = 0$$

avec u_i : composantes du vecteur vitesse.

f_i^* : composantes des forces élémentaires de volume.

Ces équations se simplifient, dans le cas de la couche-limite laminaire hydrodynamique pour s'écrire

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$$

avec pour conditions aux limites

$$y = 0 \Rightarrow u = v = 0$$

$$y = y_f \Rightarrow u = U_f(x, t)$$

de plus

$$\frac{\partial U_f}{\partial t} + U_f \frac{\partial U_f}{\partial x} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}$$

où U_f est la vitesse à la frontière de la couche-limite.

Ces équations permettent théoriquement de déterminer tous les types d'écoulement, mais leur application se révèle parfois fort délicate, et souvent impossible pratiquement.

En particulier, les écoulements instationnaires, et la formation de tourbillons sont liés à des formulations complexes extrêmement ardues.

II. Dans le cas de l'écoulement autour d'un cylindre, les phénomènes précités interviennent pour certains régimes.

Pour les très faibles nombre de Reynolds $Re = \frac{U_{\infty} d}{\nu}$ - tels que $Re < 10$, on peut considérer l'écoulement comme potentiel, la couche-limite ne se séparant pas du cylindre.

Mais dès que les forces d'inertie croissent, deux tourbillons stables apparaissent derrière le cylindre. Ils arborent d'abord la forme d'un coeur, et ils ont pour effet de décoller la couche-limite.

Pour $Re \approx 40$, ces tourbillons commencent à se décrocher alternativement, et constituent dans le sillage du cylindre une allée de tourbillons, dite allée de BENARD-von KARMAN.

Ces tourbillons se dissipent progressivement par diffusion turbulente. Au fur et à mesure que le nombre de Reynolds croît, la fréquence de décrochement de ces tourbillons - dite fréquence de STROUHAL - augmente, et la diffusion s'accélère.

On peut alors distinguer trois zones essentielles dans le fluide entourant le cylindre (ou d'ailleurs tout corps compact placé dans un écoulement): *L'écoulement extérieur irrotationnel non perturbé.

- * la couche-limite qui se développe à partir du point d'arrêt amont.
- * la zone de sillage, délimitée par l'arrière du cylindre et deux lignes de courant issues de la couche-limite laminaire décollée, dites lignes de séparation.

Le profil de couche-limite peut-être déterminé théoriquement, comme l'indique SCHLICHTING (1), en utilisant le développement en série de sinus x . La solution obtenue est inadéquate par excès. De nombreux auteurs, ECKERT (2), FROSSLING (3), MARTIN (4), en employant la théorie de la couche-limite, ont déterminé le profil de vitesse dans la couche-limite laminaire à partir de mesures locales de pression, et ils expriment ainsi U_f/U_∞ sous forme d'un développement en x/d

$$U_f/U_\infty = \beta(x/d) + \gamma(x/d)^3 + \delta(x/d)^5$$

Ces solutions sont des solutions moyennes, temporelles, qui ne font pas intervenir une influence du sillage. Car, il faut noter que SON et HANRATTY (5), et RICHARDSON (6) ont remarqué des fluctuations dans cette couche-limite laminaire.

L'écoulement en dehors de la zone tourbillonnaire peut-être déterminé aisément à l'aide de la théorie du potentiel complexe. HELMHOLTZ (7), puis de nombreux auteurs ont calculé l'enveloppe du sillage, et l'écoulement à l'extérieur de celui-ci. Par l'introduction d'hypothèses sur les pressions dans la zone de sillage, certains, comme RUSHKO (8), WU (9), calculent les forces s'exerçant sur un obstacle. Ces méthodes supposent cependant un sillage stable, et symétrique en ce qui concerne les cylindres.

Une autre manière d'aborder le problème consiste à calculer, par une méthode numérique, les lignes de courant autour du cylindre, à l'aide des équations du mouvement

C'est ainsi que UNDERWOOD (10), PEARSON (11), DENNIS et GAU-ZU-SHANG (12), SON et HANRATTY (13) ont procédé. Mais aucune de ces méthodes ne permet d'atteindre des nombres de Reynolds élevés. Tant que le nombre de Reynolds est faible, les solutions obtenues sont satisfaisantes. Ensuite, dès que le nombre de Reynolds dépasse 100, les solutions numériques divergent.

III. III. ECOULEMENTS PERIODIQUES.

Nous nous occuperons particulièrement des écoulements pulsatoires, où la vitesse à l'infini de l'obstacle $\tilde{U}_\infty$ comprend une composante continue constante $\bar{U}_\infty$ à laquelle se superpose une composante alternative de faible fréquence, mais pouvant atteindre de fortes amplitudes. Ceci exclut donc les mouvements vibratoires, et les modulations de hautes fréquences produites par des ondes sonores.

NICKERSON (14), BARRIOL et LUCIUS (15) ont cherché à calculer la réponse de la couche-limite hydrodynamique sur une plaque plane à un écoulement pulsé. Reprenant le modèle de Lighthill (16), qui postule que l'écoulement n'est pas modifié en forme autour du cylindre aux basses fréquences, MARTIN (4) détermine numériquement la réponse de la couche-limite hydrodynamique à une sollicitation sinusoïdale.

$$\text{Posant } \tilde{U}_f(x,t) = \bar{U}_f(x)(1 + \sqrt{2}\tau \sin 2\pi Ft),$$
$$\bar{U}_f = \bar{U}_\infty (3(x/d) + \gamma(x/d)^3), \text{ avec } F \text{ et } \tau, \text{ fréquence}$$

et taux de pulsation, il cherche une solution (u,v) développable en puissances de τ .

Par introduction de variables réduites, et du paramètre $\lambda = 2\pi Fd / \beta U_\infty$, il résoud en puissances croissantes de λ , jusqu'à l'ordre 4. Il accède ainsi à l'amortissement et au déphasage de la couche-limite. Il constate peu d'écart avec la solution quasi-stationnaire introduite par Lighthill.

Cet auteur a procédé à des mesures au fil chaud dans la couche-limite hydrodynamique. Il constate que la pulsation n'altère pas la valeur moyenne des vitesses. Il met en évidence une avance de phase croissant avec l'angle φ et avec le paramètre de fréquence λ .

Après BARATAUD (16), cet auteur a porté son attention sur le transfert thermique moyen autour de cylindres.

Il mesure les flux thermiques pariétaux pour des fréquences de pulsation allant de la fréquence de STROUHAL à la moitié de celle-ci, en fonction de l'angle au centre φ . Pour $0 < \varphi < 70^\circ$, dans la couche-limite laminaire, il n'observe pas de gain d'échange thermique. Par contre, dans les zones arrières du cylindre, des gains substantiels apparaissent, croissant avec le taux de pulsation.

Il remarque qu'un faible taux de pulsation d'ordinaire sans effet notable sur le transfert local accroît ce transfert à la fréquence de STROUHAL (5 % environ).

B. PRINCIPES DE LA METHODE POLAROGRAPHIQUE

La polarographie est une méthode d'étude électrochimique, fondée sur les propriétés diffusionnelles de certains composés chimiques en solution.

Considérons une réaction d'oxydo-réduction à la surface d'une électrode inattaquable. Si O_x est la forme oxydante et Red la forme réductive restant en solution, on a la réaction $O_x + ne^- \rightleftharpoons Red$.

En circuit ouvert, l'électrode acquiert un potentiel d'équilibre E_q , fonction du rapport $(O_x)/(Red)$ sur les électrodes.

En circuit fermé, si on impose un potentiel $E \neq E_q$, l'équilibre est détruit, et la réaction d'oxydo-réduction est déplacée dans le sens tendant à ramener au potentiel d'équilibre. Il en résulte l'apparition d'un courant aux bornes des électrodes.

Le déplacement des corps actifs au sein de la solution est provoqué par plusieurs phénomènes

- 1) La migration des ions sous l'effet du champ électrique.
- 2) Le déplacement sous l'influence du champ de diffusion créé au voisinage immédiat de l'électrode par un gradient de concentration, et perturbé éventuellement par un transport hydrodynamique.

En ajoutant dans la solution un grand excès d'électrolyte indifférent, qui n'est ni réduit, ni oxydé, l'intensité du courant ne dépend plus alors que de la convection résultant de la diffusion et du transport. L'intensité de ce courant ne dépend plus que de la différence de concentration entre la solution et la surface de l'électrode et des conditions hydrodynamiques.

Les courbes de polarisation adoptent alors l'allure théorique de la figure I.1; le palier correspondant à une concentration de corps actif nulle sur l'électrode. La hauteur de ce palier est en conséquence définie par les conditions hydrodynamiques au voisinage de cette électrode. On est amené à définir un coefficient de transfert, traduisant le flux de matière à l'électrode. Rapporté à l'unité de surface et à la concentration C_{∞} dans la solution, il s'exprime sous la forme $K = \frac{I}{n F a C_{\infty} s_0}$, où I est le courant d'électrolyse, n la valence, F le nombre de FARADAY, et s_0 la surface de l'électrode.

II. Déjà utilisée par les chimistes opérant des analyses quantitatives, la méthode a été employée par les hydrodynamiciens pour des mesures globales : LIN, DENTON, GASHILL et PUTNAM (18), pour des mesures de transfert de masse entre des cylindres coaxiaux, en utilisant différents électrolytes, puis WILKE, EISENBERG et TOBIAS (19) ont de même décrit les phénomènes chimiques qui régissent et limitent le transfert à l'électrode - notamment les phénomènes de polarisation -, après avoir analysé qualités et défauts du couple ferri-ferrocyanure. Poursuivant ces travaux, LEBOUCHE et COGNET (20) ont procédé à une étude exhaustive des phénomènes parasites, tels que l'apparition de courant résiduel entraînant une inclinaison du palier de polarisation, la réduction de l'eau qui limite le palier vers les potentiels négatifs, l'influence de la surface de l'électrode, qui doit être parfaitement polie. REISS et HANRATTY (21,22), dans une série d'articles parus à dater de 1962 ont montré l'intérêt de cette méthode pour l'étude locale du transfert de matière. Par insertion d'électrodes circulaires en nickel à la paroi d'une conduite cylindrique, ils réussissent à déterminer le transfert et ses fluctuations dans la sous-couche visqueuse, et à les

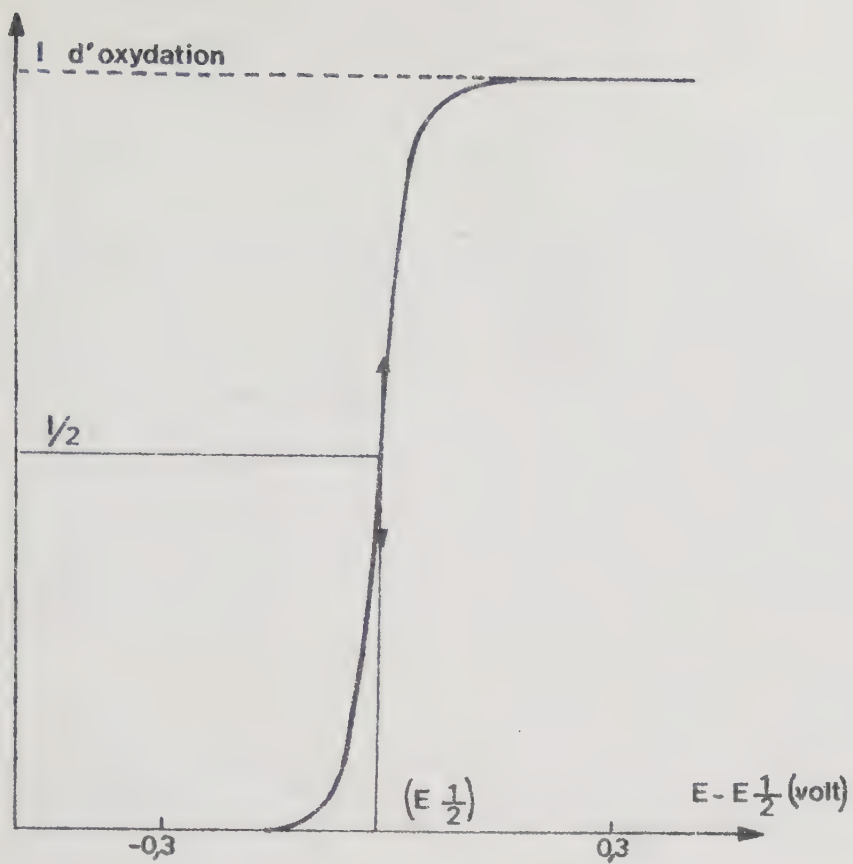


Figure I 1 courbe theorique de reduction (oxydant seul)

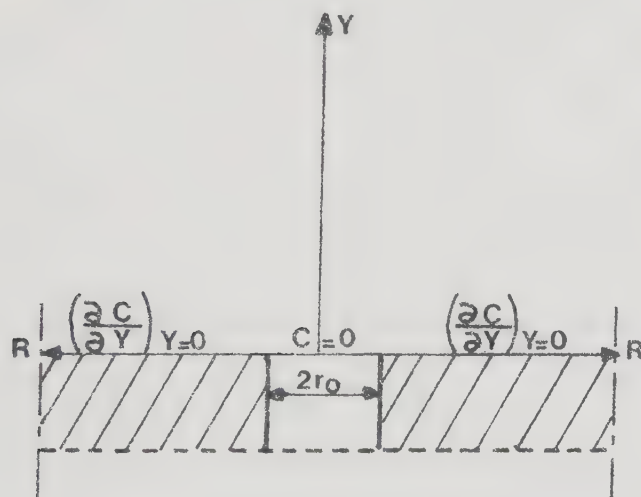


Figure I 2

rapporter au gradient pariétal de vitesse pour différents nombres de Reynolds. Ils peuvent conclure que les perturbations de l'écoulement sont allongées dans la direction de l'écoulement, et sont caractérisées par une échelle de temps égale au diamètre de la conduite divisé par la vitesse débitante. Ils déterminent également le taux de fluctuation de transfert à la paroi.

L'exposé de ces résultats montre clairement l'intérêt de la méthode, puisqu'elle permet d'accéder à la valeur instantanée de la vitesse locale, sans perturber l'écoulement.

A la suite de ces travaux, de nombreuses études ont utilisé cette méthode, en l'affinant.

VAN SHAW(23-24) a étudié le transfert de matière en régime de diffusion établi dans une conduite cylindrique. MITCHELL (25), puis SIRKHAR(26) ont examiné en détail l'effet de moyenne spatiale sur l'électrode, et l'effet de la couche-limite de diffusion sur la réponse en fréquence. KARABELAS (27), PY et GOSSE (28) ont proposé des configurations d'électrodes indiquant la direction de l'écoulement.

DIMOPOULOS et SON (29) ont employé ces techniques pour déterminer le gradient pariétal de vitesse autour de cylindres, et l'angle de décollement de la couche-limite laminaire en fonction du nombre de Reynolds. COGNET (30) a étudié l'écoulement de COUETTE entre deux cylindres coaxiaux. LEBOUCHE (31), à l'aide de sondes à nez hémisphérique s'est intéressé à l'écoulement dans une conduite, et à la turbulence qui y existe.

La méthode s'est donc révélée féconde, et nous allons exposer les fondements théoriques de celle-ci.

III. L'équation du bilan instantané de matière appliquée au cas d'un fluide en mouvement s'écrit

$$\frac{\partial \tilde{C}}{\partial t} + \vec{\text{grad}} \tilde{C} \cdot \vec{U} = D \Delta \tilde{C} \quad (1)$$

$\tilde{C}$ étant la concentration

$\vec{U}$ le vecteur vitesse local et instantané

D le coefficient de diffusion

Les conditions aux limites précisent cette équation.

a) Pour une électrode située en paroi inerte, elles s'énoncent :

$\tilde{C} = 0$ sur la surface de l'électrode

$\tilde{C} = C_{\infty}$ loin de l'électrode

le flux de matière est nul sur les parois inertes.

b) Pour une électrode située en paroi qui participe aussi à l'échange

$\tilde{C} = 0$ sur toute la paroi

$\tilde{C} = C_{\infty}$ loin de cette paroi

Ce dernier cas permet d'accéder au transfert local de matière pour une couche de diffusion établie, alors que le premier permet de déterminer, dans certains cas, la vitesse, ou le gradient de vitesse local.

Quoiqu'il en soit la résolution de l'équation (1) dépend de la géométrie de l'électrode et de la paroi, et des conditions hydrodynamiques sur cette paroi au voisinage de l'électrode.

La solution théorique formelle n'est possible que dans certains cas particuliers. COGNET et LEBOUCHE (20) l'ont calculée pour un disque circulaire noyé dans un plan neutre infini, le liquide restant immobile (Schéma I.2)

L'équation (1) devient alors

$$\Delta \bar{C} = 0 \quad , \text{ soit en coordonnées cylindriques}$$

$$\frac{\partial^2 \bar{C}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{C}}{\partial r} + \frac{\partial^2 \bar{C}}{\partial y^2} = 0$$

avec pour conditions aux limites :

$$\bar{C} = C_{\infty} \quad \text{pour } r \text{ et } z \text{ infinis .}$$

$$\bar{C} = 0 \quad \text{sur l'électrode de rayon } r_0.$$

$$\frac{\partial \bar{C}}{\partial y} = 0 \quad \text{à la paroi inerte.}$$

En utilisant une fonction $\varphi(\alpha) = C(r,y)$ satisfaisant aux conditions, ils obtiennent la solution

$$C = C_{\infty} \left(1 - \frac{2}{\pi} \text{Arc sin} \frac{2 r_0}{\left[(r - r_0)^2 + y^2 \right]^{1/2} + \left[(r + r_0)^2 + y^2 \right]^{1/2}} \right)$$

d'où un flux sur l'électrode $\Phi_{el} = - 4 C_0 r_0 D$

Cette solution ne tient pas compte du mouvement d'ensemble mis en évidence par J. GOSSE(32) et nous avons repris ces calculs en faisant intervenir celui-ci (33), dans le cas simplifié où il n'y a pas contrediffusion. Le flux Φ à l'électrode est alors

$$\Phi = 4 C D r_0 \text{Log}(1 - X_{\infty})$$

où X_{∞} est le titre à l'infini du corps actif.

Pour des titres de corps actif faibles, ce mouvement d'ensemble n'a pas d'effet décelable, contrairement à la convection naturelle.

Mais en règle générale, la résolution formelle de l'équation (1) est impossible. Cependant, des simplifications interviennent qui réduisent sa complexité.

CAS SIMPLIFIE :

Electrode rectangulaire, isolée dans une paroi inerte, soumise à un écoulement bidimensionnel permanent de vitesse suffisamment élevée, occasionnant l'existence d'une couche-limite hydrodynamique laminaire.

L'équation (1) devient

$$u \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} + v \frac{\partial \bar{C}}{\partial y} = D \left(\frac{\partial^2 \bar{C}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{C}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{C}}{\partial z^2} \right) \quad (2)$$

Si l'électrode est rectangulaire, avec sa grande dimension perpendiculaire à l'écoulement de vitesse U, alors (2) se simplifie : puisque la diffusion selon z est rendue négligeable.

$$u \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} + v \frac{\partial \bar{C}}{\partial y} = D \left(\frac{\partial^2 \bar{C}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{C}}{\partial y^2} \right)$$

Puisque la vitesse de l'écoulement est assez grande, on peut également négliger la diffusion tangentielle.

$$u \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} + v \frac{\partial \bar{C}}{\partial y} = D \left(\frac{\partial^2 \bar{C}}{\partial y^2} \right)$$

Le nombre de SCHMIDT $Sc = \nu/D$ est en général très grand - de l'ordre de 1400 - ce qui entraîne une épaisseur de couche-limite de diffusion faible par rapport à la couche-limite hydrodynamique.

On peut dans ces conditions poser

$$u = S(x)y.$$

et il reste à résoudre

$$S(x) y \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} - \frac{dS(x)}{dx} \frac{y^2}{2} \frac{\partial \bar{c}}{\partial y} = D \frac{\partial^2 \bar{c}}{\partial y^2} \quad (3)$$

La solution de cette équation a été donnée par ACRIVOS (34) et LEBOUCHE (35).

En cherchant une équation différentielle de la variable réduite $\eta = y/\varphi(x)$, LEBOUCHE arrive à (4)

$$\bar{c} = \frac{\bar{c}_\infty}{\Gamma(\frac{4}{3})} \int_0^\eta e^{-u^3} du \quad (4)$$

avec

$$\eta = y S^{1/2} \left[9D \int_0^x S^{1/2} dx \right]^{-1/3}$$

Cette équation permet d'obtenir le flux de masse à l'électrode, sous la forme

$$\frac{\bar{K} L}{D} = 0,807 \left(\frac{S L^2}{D} \right)^{1/3} \quad (5)$$

où L est la dimension de l'électrode selon l'écoulement.

Dans le cas d'une électrode circulaire, la validité de l'hypothèse $\frac{\partial^2 \bar{C}}{\partial x^2} \ll \frac{\partial^2 \bar{C}}{\partial y^2}$ est moins sûre, car le fluide passant au centre aura un plus long contact que les particules passant sur le bord. Cependant, on ne tient pas compte non plus de ce terme. REISS (22) a montré que la comparaison est bonne, en prenant une longueur effective L_e équivalente telle que

$$\frac{1}{(L_e)^{1/3}} = \frac{\int_0^\pi \frac{1/2 d_o^2 \sin^2 \psi}{(d_o \sin \psi)^{1/3}} d\psi}{\pi \frac{d_o^2}{4}}$$

soit $L_e = 0,820 d_o$

d_o étant le diamètre de l'électrode.

Des configurations d'électrodes plus complexes permettent de plus la mesure de la direction de l'écoulement, ou des mesures de corrélation.

KARABELAS (27), après avoir déterminé théoriquement le coefficient de transfert sur une électrode rectangulaire faisant un angle α avec la direction de l'écoulement, a utilisé un système de quatre électrodes rectangulaires en croix pour déterminer la direction instantanée de l'écoulement.

Dans le même but, PY et GOSSE (28) proposent l'utilisation d'une sonde constituée de demi-disques isolés électriquement.

REISS (21), puis MITCHELL (25) ont étudié et employé des sondes en corrélation spatiale. MITCHELL, en particulier, a essayé plusieurs configurations de sondes.

Tout ce qui précède n'est valable que pour les mesures relatives à un écoulement uniforme, de vitesse suffisante pour pouvoir négliger les effets de la convection naturelle et à condition que la diffusion de matière par turbulence soit négligeable.

Des formules ont été proposées pour corriger la relation (5) en cas contraire.

LING (36) a estimé le terme correctif relatif à la diffusion longitudinale. L'équation (5) comporte un terme supplémentaire.

$$\bar{K}L/D = (0,807) (\bar{S}L^2/D)^{1/3} + 0,19 (\bar{S}L^2/D)^{-1/6}$$

Cette correction est négligeable dès que $\bar{S}L^2/D$ est supérieur à 5000.

ACRIVOS (37) a montré que l'effet de convection naturelle est une fonction de l'orientation de l'électrode, et du groupement $GR_L/Re_L^2 Sc^{1/3}$, où GR_L et Re_L sont les nombres de GRASHOF et de REYNOLDS calculés à l'aide de la longueur de l'électrode, et Sc le nombre de SCHMIDT. On doit alors utiliser pour les faibles valeurs de $\bar{S}L^2/D$, comme l'a fait DIMOPOULOS (29), l'expression suivante :

$$\bar{K}L/D = 0,807 (\bar{S}L^2/D)^{1/3} + 0,19 (\bar{S}L^2/D)^{-1/6}$$

$$\pm 0,253 (GR_L/Re_L^2) (Sc/SL^2/D)^{1/3} \sin \alpha$$

α étant l'angle de la normale à l'électrode avec la verticale. Il faut préciser néanmoins que cette équation n'a pas été jusqu'à présent vérifiée expérimentalement.

Dans le cas des points d'arrêt, l'équation (5) n'est plus valable, car la variation de $\bar{S}(x)$ sur la surface de l'électrode peut être importante, et il faut en tenir compte dans la résolution de l'équation (3), comme l'ont fait HANRATTY (34) et LEBDOUCHE (35).

Dans le cas du point de séparation sur un cylindre, l'équation (3) n'est plus valable car la composante de vitesse u ne peut être représentée de manière satisfaisante par le premier terme du développement en y : Sy . A cet endroit, la convection naturelle joue un rôle important. SPENCE et BROWN (36) ont abordé ce problème, dans le cas de la convection thermique, en supposant un profil quadratique.

Enfin, si la couche-limite hydrodynamique devient turbulente, on peut cependant considérer que celle de diffusion demeure suffisamment fine pour que la diffusion de matière par turbulence reste négligeable dans cette région.

C. REPONSE AUX FLUCTUATIONS DE VITESSE.

I. Le problème de la réponse dynamique des sondes polarographiques a sollicité l'attention de nombreux chercheurs.

On peut aborder cette question selon deux optiques différentes. Si l'on s'intéresse à la turbulence, l'écoulement n'étant pas forcément uniforme sur la surface entière de l'électrode, il est nécessaire de connaître les coefficients de corrélation. Nous ne nous sommes pas attachés à ce cas, mais à celui d'un régime fluctuant en bloc.

Il s'agit d'exprimer la relation qui lie les fluctuations de transfert de masse aux fluctuations de vitesse, en particulier dans le cas de l'écoulement autour d'un cylindre. Il faut remarquer que le problème est analogue à celui du transfert de chaleur.

L'équation (1) traduit mathématiquement le problème, et s'écrit en régime bidimensionnel

$$\frac{\partial \tilde{C}}{\partial t} + u \frac{\partial \tilde{C}}{\partial x} + v \frac{\partial \tilde{C}}{\partial y} = D \Delta \tilde{C}.$$

Différentes solutions ont été proposées. MARTIN (4) a étudié la réponse de la couche-limite thermique en régime établi liée à la réponse de la couche-limite dynamique à une sollicitation sinusoïdale, de la manière déjà relatée. Numériquement, le calcul est cependant limité dans la résolution des équations au terme en λ^4 .

Dans le cas d'une couche-limite de diffusion, le nombre de SCHMIDT est généralement beaucoup plus grand que le nombre de PRANDTL, et on a vu que l'on pouvait poser $u = S(x) y$.

HYPOTHESE QUASISTATIONNAIRE.

On néglige le terme $\frac{\partial \tilde{C}}{\partial t}$, et on pose $(\bar{K}+k)\frac{L}{D} = 0,807(\bar{S}+s)^{2/3}$

où k et s sont les parties fluctuantes du coefficient de transfert et du gradient de vitesse.

Pour des fluctuations de faible amplitude ($s \ll \bar{s}$), le modèle linéaire peut-être employé

$$\frac{\sqrt{k^2}}{\bar{k}} = \frac{1}{3} \frac{\sqrt{s^2}}{\bar{s}}$$

MITCHELL et HANRATTY (25), en utilisant la méthode employée par HINZE (39) pour le fil chaud, ont estimé l'erreur inférieure à 3 % pour

$$\frac{\sqrt{s^2}}{\bar{s}} \leq 0,5$$

En linéarisant l'équation (3), il est possible de rechercher de manière approchée la réponse de la couche-limite de diffusion à une pulsation sinusoïdale telle que $s = \bar{s} e^{i\omega t}$ ($\bar{s}$ réel). La composante fluctuante de la concentration, c , s'exprime alors sous la forme $c = \hat{c} e^{i\omega t}$, où $\hat{c}$ est complexe, et l'amplitude du transfert vaut alors :

$$\hat{k}' = \frac{1}{L} \int_0^L D \left(\frac{\partial \hat{c}}{\partial y_0} \right) dx$$

Les parties réelles et imaginaires de $\hat{c}$ peuvent s'exprimer selon des développements limités en f ($\omega = 2\pi f$). A l'ordre 1, on retrouve la solution quasi-stationnaire. REISS et HANRATTY (23), poussant le développement au terme en f , mettent en évidence un facteur correctif $A_C^2 = |\hat{k}|^2 / \hat{k}_S$ où $\hat{k}_S$ est la solution stationnaire. MITCHELL et HANRATTY (25), après des considérations dimensionnelles déterminent numériquement un facteur correctif jusqu'au terme en f^2 . LEBOUCHE (40) a effectué un calcul formel du facteur correctif pour le même ordre du développement.

Ces méthodes limitent la solution vers les fréquences élevées. Nous avons tenté, par une méthode numérique, de reprendre le problème de la façon la moins restreignante possible.

II. DETERMINATION DE L'INERTIE INTRODUITE PAR LES SONDES DE MESURES.

Nous considérons un écoulement à pulsation sinusoïdale autour d'un cylindre infini, une électrode constituée par une fine bande parallèle à l'axe du cylindre. Le système se caractérise par un nombre de REYNOLDS et un nombre de SCHMIDT grands, tels que l'on puisse poser $u = S(x)y$ dans la couche-limite de diffusion. Pour $Re=10.000$ et $Sc = 1400$, le rapport des épaisseurs de couche-limite est supérieur à 10. L'hypothèse précédente est donc justifiée, sauf au point de décollement.

Le gradient de vitesse S dépend de l'abscisse x/d , et il est donné par un développement en x/d limité à l'ordre 3.

Les concentrations moyennes sont obtenues par l'équation

$$\bar{S}^* y^* \frac{\partial \bar{C}^*}{\partial x^*} - \frac{d\bar{S}^*}{dx^*} \cdot \frac{\partial \bar{C}^*}{\partial y^*} = \frac{1}{Re \ Sc} \left(\frac{\partial^2 \bar{C}}{\partial y^{*2}} + \frac{\partial^2 \bar{C}^*}{\partial x^{*2}} \right)$$

où x^* et y^* sont les coordonnées réduites rapportées au diamètre,

$\bar{C}$ est rapporté à C_∞ : $\bar{C}^* = \frac{\bar{C}}{C_\infty}$

et où $\bar{S}^*$ est un gradient de vitesse adimensionnel $S^* = \frac{Sd}{U_\infty}$

Dans l'équation instantanée, nous posons

$$\tilde{C}^* = \bar{C}^* + c^* = \bar{C}^* + \hat{C}^* e^{i\omega t} = \bar{C}^* + (A + iB) e^{i\omega t} \quad (\omega = 2\pi f)$$

$$\tilde{S}^* = \bar{S}^* + s^* = \bar{S}^* + \hat{s}^* e^{i\omega t}$$

c^* et s^* étant les composantes fluctuantes de la concentration $\tilde{C}^*$ et du gradient de vitesse $\tilde{S}^*$.

On remarque que $\hat{s}^*$ est une quantité réelle

En négligeant les termes non linéaires du second ordre, et en séparant parties réelle et imaginaire, on aboutit au système d'équations

$$\lambda A + \bar{S}^* y^* \frac{\partial B}{\partial x^*} - \frac{d\bar{S}^*}{dx^*} \frac{\partial B}{\partial y^*} \cdot \frac{y^{*2}}{2} = \frac{1}{\text{Re } Sc} \left(\frac{\partial^2 B}{\partial y^{*2}} + \frac{\partial^2 B}{\partial x^{*2}} \right) \quad (7)$$

$$\begin{aligned} -\lambda B + \bar{S}^* y^* \frac{\partial A}{\partial x^*} - \frac{d\bar{S}^*}{dx^*} \frac{\partial A}{\partial y^*} \cdot \frac{y^{*2}}{2} - \frac{d\bar{S}^*}{dx^*} \frac{\partial C^*}{\partial y^*} \cdot \frac{y^{*2}}{2} + \bar{S}^* y^* \frac{\partial C^*}{\partial x^*} = \\ = \frac{1}{\text{Re } Sc} \left(\frac{\partial^2 A}{\partial y^{*2}} + \frac{\partial^2 A}{\partial x^{*2}} \right) \end{aligned}$$

où λ est le paramètre de fréquence défini par $\lambda = \frac{2\pi}{U_\infty} f d$

On suppose en outre que le rapport $\frac{\hat{S}}{\bar{S}}$ est constant dans la couche-limite.

Ce système d'équations est défini par les conditions aux limites.

$$\tilde{C}^* = 1 \quad \text{pour } y \text{ et } x \text{ grands}$$

$$\tilde{C}^* = 0 \quad \text{sur l'électrode}$$

$$\left(\frac{\partial \tilde{C}^*}{\partial y^*} \right)_{y^*=0} = 0 \quad \text{sur la paroi inerte du cylindre}$$

$$A = B = 0 \quad \text{sur l'électrode et à l'infini}$$

$$\left(\frac{\partial A}{\partial y^*} \right)_{y^*=0} = \left(\frac{\partial B}{\partial y^*} \right)_{y^*=0} = 0 \quad \text{sur la paroi inerte du cylindre.}$$

La solution de ce système a tout d'abord été recherchée par une méthode de différences finies implicite, en posant au noeud (I,J), pour une fonction G(x,y).

$$\frac{\partial G_{i,j}}{\partial x} \approx \frac{G_{i+1,j} - G_{i-1,j}}{2 \Delta x}$$

$$\frac{\partial^2 G_{i,j}}{\partial x^2} \approx \frac{G_{i+1,j} + G_{i-1,j} - 2G_{i,j}}{\Delta x^2}$$

et de même en y.

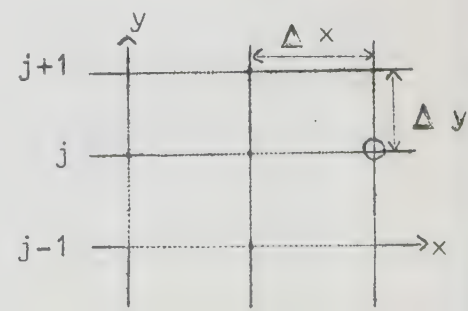
Pour la résolution numérique, nous avons utilisé un sous-programme de l'I.U.C.A. de NANCY, mis au point par DUCLOY (41). Ce programme de résolution d'un système matriciel est fondé sur une méthode numérique type FADEVA, dont l'intérêt réside dans la bonne stabilité pour les matrices creuses.

Nous étions limités à un réseau de 100 points environ, ce qui s'est avéré insuffisant. Par approches successives, nous avons pu déterminer la limite du côté x* croissant ; mais les résultats sont peu satisfaisants. Sur la figure I.3, nous avons tracé les courbes d'isoconcentration obtenues par cette méthode. La densité du réseau était trop faible, et la méthode n'a pas donné de bons résultats, pour déterminer la partie fluctuante de $\tilde{C}$.

Nous nous sommes alors tournés vers une méthode explicite proposée par PLETCHER (42). Cette méthode explicite utilise les développements suivants au noeud (I,J).

$$\frac{\partial G_{i,j}}{\partial x} = \frac{G_{i+1,j} - G_{i-1,j}}{2 \Delta x} + O[(\Delta x)^2]$$

$$\frac{\partial G_{i,j}}{\partial y} = \frac{G_{i,j+1} - G_{i,j-1}}{2 \Delta y} + O[(\Delta y)^2]$$



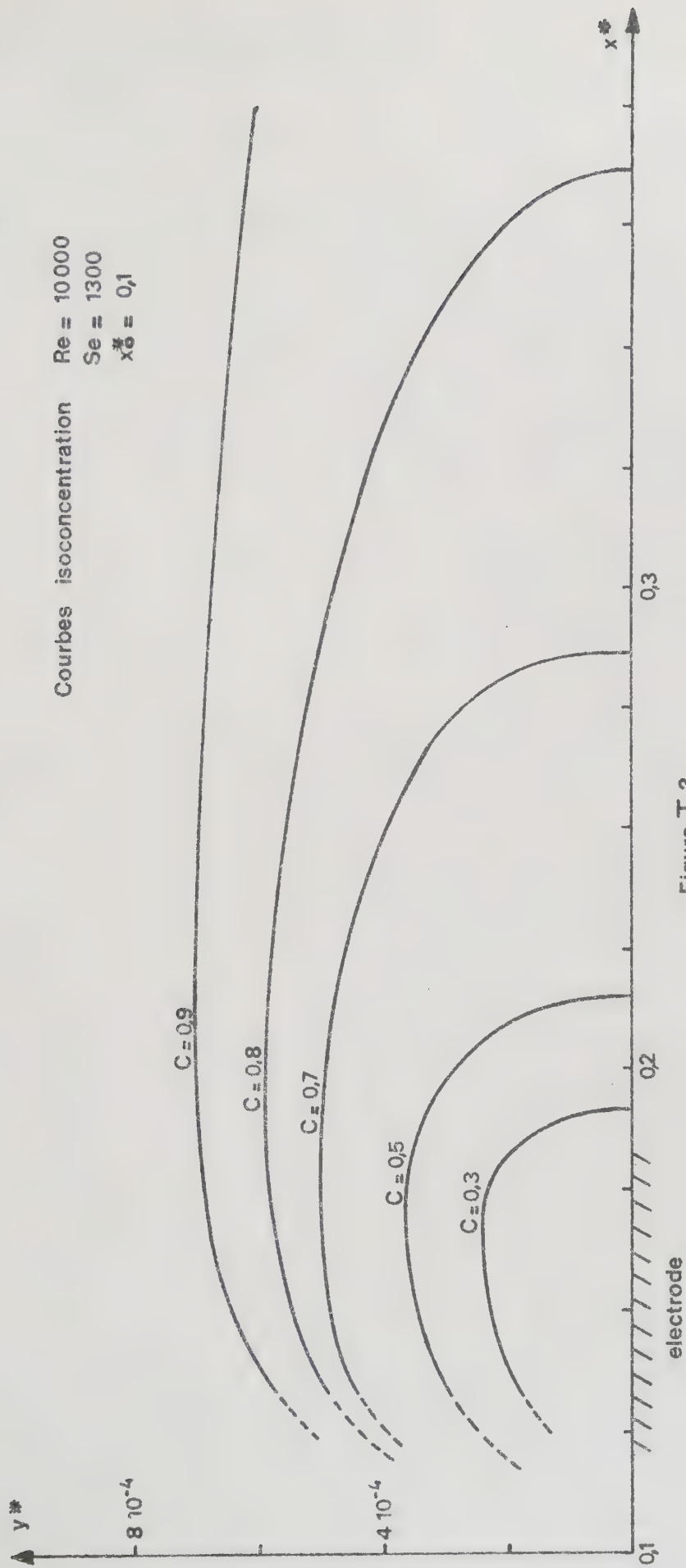


Figure I 3

$$\frac{\partial^2 G_{i,j}}{\partial y^2} = \frac{G_{i,j+1} + G_{i,j-1} - G_{i+1,j} - G_{i-1,j}}{(\Delta y)^2} + \left(\frac{\Delta x}{\Delta y}\right)^2 \cdot \frac{\partial^2 G}{\partial x^2} - \frac{1}{12} (\Delta y)^2 \frac{\partial^4 G}{\partial y^4} + O(\Delta y)^2$$

Lorsque $\frac{\partial^2 G}{\partial x^2}$ est un infiniment petit, et si $\Delta y \geq \Delta x$, cette dernière expression est à l'ordre 2, à la condition que $\frac{\partial^4 F}{\partial y^4}$ soit un nombre fini pas trop grand et Δy petit et par suite $\frac{\partial^2 F}{\partial y^2}$ se réduit au premier terme du second membre. Cette linéarisation a alors l'avantage de permettre le calcul des valeurs de F au noeud (I+1, J) explicitement en fonction des valeurs aux noeuds (I, J+1), (I, J-1), (I, J), (I-1, J).

Mais cette méthode suppose que $\frac{\partial^2 G}{\partial y^2} \gg \frac{\partial^2 G}{\partial x^2}$, et la connaissance de la fonction aux deux premières abscisses.

Nous avons par conséquent négligé le terme de diffusion longitudinale, ce qui est vérifié en fait, sauf aux extrémités de l'électrode, notamment l'extrémité amont.

Nous avons pu tester la méthode de PLETCHER en comparant les valeurs de la concentration moyenne obtenues par cette méthode, avec celles calculées à l'aide des équations formelles (3). Les pas d'intégrations choisis sont $\Delta y^* = \Delta x^* = 2 \cdot 10^{-5}$. Selon x^* , nous avons poursuivi le calcul jusqu'à mille fois le pas. Selon y^* , le calcul s'arrêtait lorsque la quantité $|1 - \bar{C}|$ était inférieure à 10^{-3} . Les courbes isoconcentration portées sur la figure I.4. montrent une bonne convergence de la méthode.

Sur le tableau T₁, nous avons porté les valeurs calculées par cette méthode, et celles calculées à l'aide de l'expression formelle (3) en divers points. On constate que la différence n'excède jamais 1 %.

La méthode s'étant ainsi révélée très précise, nous l'avons employée pour calculer A, B et le déphasage local

TABLEAU T₁

Re = 10.000

Sc = 1475

$x_0^* = 0,3$

	$Y^* = 2.10^{-5}$		$Y^* = 4.10^{-5}$		$Y^* = 6.10^{-5}$	
$x^* - x_0^*$	Formel	Calcul Machine	Formel	Calcul Machine	Formel	Calcul Machine
2.10^{-3}	0,12453	0,12411	0,24848	0,24691	0,37033	0,36933
4.10^{-3}	0,09900	0,09868	0,19776	0,19684	0,29569	0,29483
6.10^{-3}	0,08661	0,08633	0,17308	0,17236	0,25906	0,25829
8.10^{-3}	0,07880	0,07855	0,15750	0,15689	0,23587	0,23516
10^{-2}	0,07324	0,07302	0,14642	0,14588	0,21935	0,21869
$1,5.10^{-2}$	0,06419	0,06399	0,12834	0,12790	0,19234	0,19176
2.10^{-2}	0,05849	0,05832	0,11696	0,11657	0,17532	0,17480

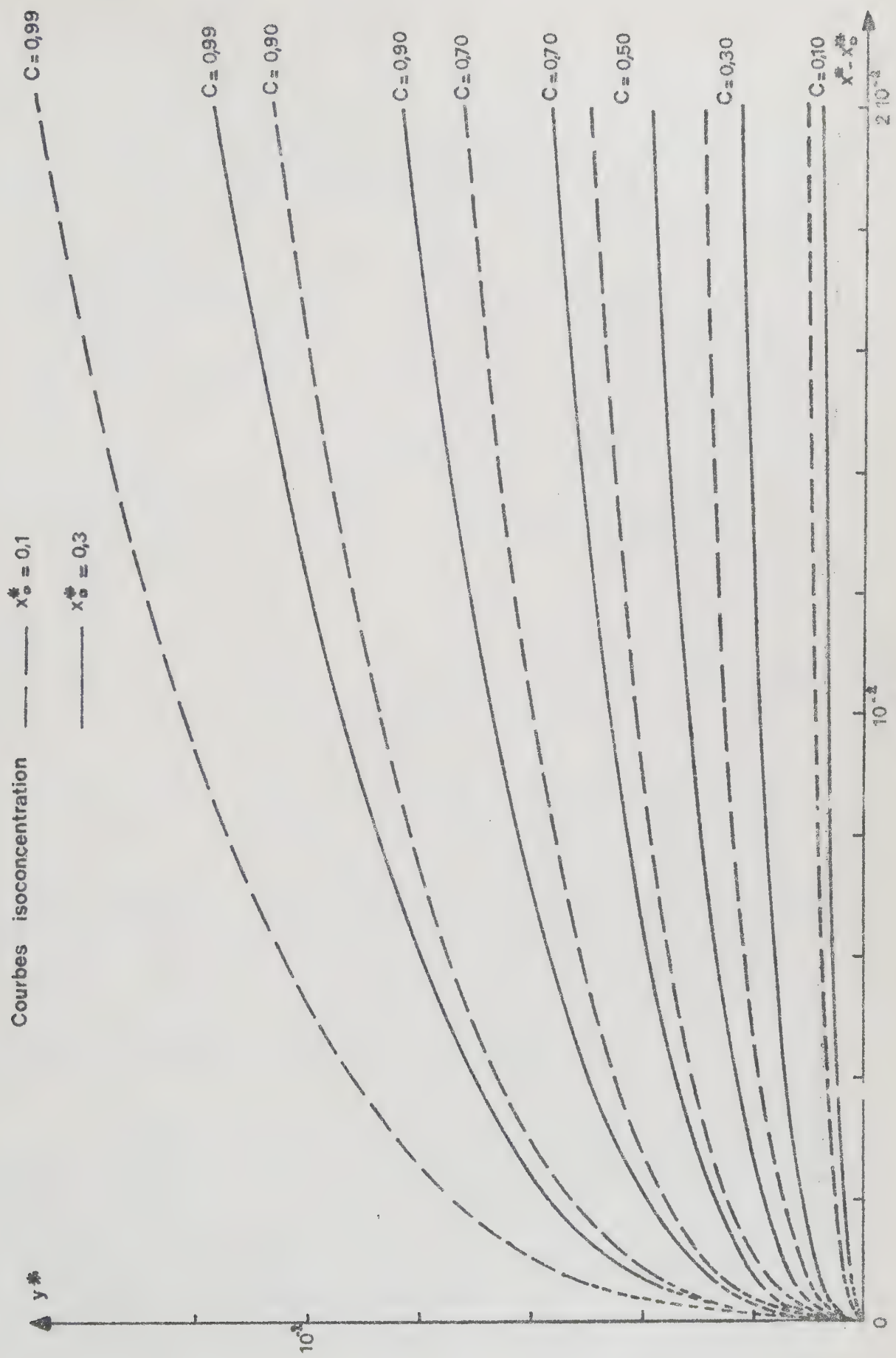


Figure I 4

Le déphasage global ϕ sur toute l'électrode, et l'amortissement M qui y est lié s'expriment sous la forme

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \phi &= \frac{\int_0^{L^*} \left(\frac{\partial B}{\partial y^*} \right)_{y^*=0} dx^*}{\int_0^{L^*} \left(\frac{\partial A}{\partial y^*} \right)_{y^*=0} dx^*} \quad \text{où } L^* = L/d \\ M &= \left[\left[\int_0^{L^*} \left(\frac{\partial A}{\partial y^*} \right)_{y^*=0} dx^* \right]^2 + \left[\int_0^{L^*} \left(\frac{\partial B}{\partial y^*} \right)_{y^*=0} dx^* \right]^2 \right]^{1/2} \\ &\quad \cdot \frac{1}{3} \tau \left[\int_0^{L^*} \left(\frac{\partial \bar{C}^*}{\partial y^*} \right)_{y^*=0} dx^* \right] \end{aligned}$$

Les résultats montrant que $\bar{C}$, A et B évoluent linéairement au voisinage immédiat de la paroi, nous avons posé

$$\left(\frac{\partial \bar{C}^*}{\partial y^*} \right)_{y^*=0} = \bar{C}^*(1)/\Delta y^* ; \left(\frac{\partial A}{\partial y^*} \right)_{y^*=0} = A(1)/\Delta y^* ; \left(\frac{\partial B}{\partial y^*} \right)_{y^*=0} = B(1)/\Delta y^*$$

où l'indice 1 repère le premier point du réseau près de la paroi.

L'intégration en x^* a été effectuée par une méthode classique.

ETUDE DE L'INFLUENCE DE DIFFERENTS PARAMETRES.

Le nombre de REYNOLDS est sans influence sur les résultats.

Posant $y_1^* = y^* \sqrt{Re}$, le système d'équations (7) devient

$$\begin{aligned} \lambda A + \frac{1}{2} \xi y_1^* \frac{\partial B}{\partial x^*} - \frac{d\xi}{dx^*} \cdot \frac{\partial B}{\partial y_1^*} \frac{y_1^{*2}}{4} &= \frac{1}{Sc} \frac{\partial^2 B}{\partial y^{*2}} \\ - \lambda B + \frac{1}{2} \xi y_1^* \frac{\partial A}{\partial x^*} - \frac{d\xi}{dx^*} \cdot \frac{\partial A}{\partial y_1^*} \cdot \frac{y_1^{*2}}{4} - \tau \frac{d\xi}{dx^*} \cdot \frac{\partial \bar{C}^*}{\partial y_1^*} \cdot \frac{y_1^{*2}}{4} &+ \tau \frac{\xi}{2} y_1^* \cdot \frac{\partial \bar{C}^*}{\partial x^*} \frac{1}{Sc} \frac{\partial^2 A}{\partial y_1^{*2}} \end{aligned}$$

où $\xi = Sd/2 \bar{U}_\infty \sqrt{Re}$ est le gradient **réduit** de vitesse à la paroi du cylindre. Ce dernier est indépendant du nombre de REYNOLDS dans la couche-limite laminaire.

De même, τ est sans influence sur Φ et M . Posant $A_1 = \tau A$ et $B_1 = \tau B$, on aboutit à un système transformé en A_1 et B_1 où le terme τ a disparu. Par conséquent, Φ et M seront indépendants de τ , dans la mesure où l'écoulement n'est pas trop perturbé, donc τ assez faible.

Outre les paramètres géométriques x_0^* : abscisse d'origine, L^* longueur de l'électrode, x^* , y^* , il ne reste plus que λ comme paramètre.

EVOLUTION DU DÉPHASAGE LOCAL EN FONCTION DE x^* ET y^* .

λ et x_0 étant fixés, nous avons tracé sur la figure I.5. les valeurs du déphasage local Φ_1 en fonction de y^* pour différents x^* . Sur ces figures, on constate que le déphasage local décroît de la paroi vers l'extérieur de la couche-limite de diffusion, sans pourtant atteindre des valeurs nulles à la frontière de la couche-limite. D'autre part, le déphasage croît lorsque l'abscisse sur l'électrode $x^* - x_0^*$ augmente et lorsque le gradient de vitesse décroît, à tel point que, pour $x_0^* = 0,1$ et λ assez fort, de l'ordre de 4, le déphasage local peut avoisiner $\pi/2$ dès que $x^* - x_0^*$ est assez élevé (environ $1,5 \cdot 10^{-2}$).

CRITIQUE DE LA METHODE :

Avant d'aller plus loin, il s'agit de vérifier que la méthode converge vers des valeurs sûres, en diminuant le pas de moitié. Nous avons donc vérifié que celui-ci n'avait pas d'influence sur le résultat.

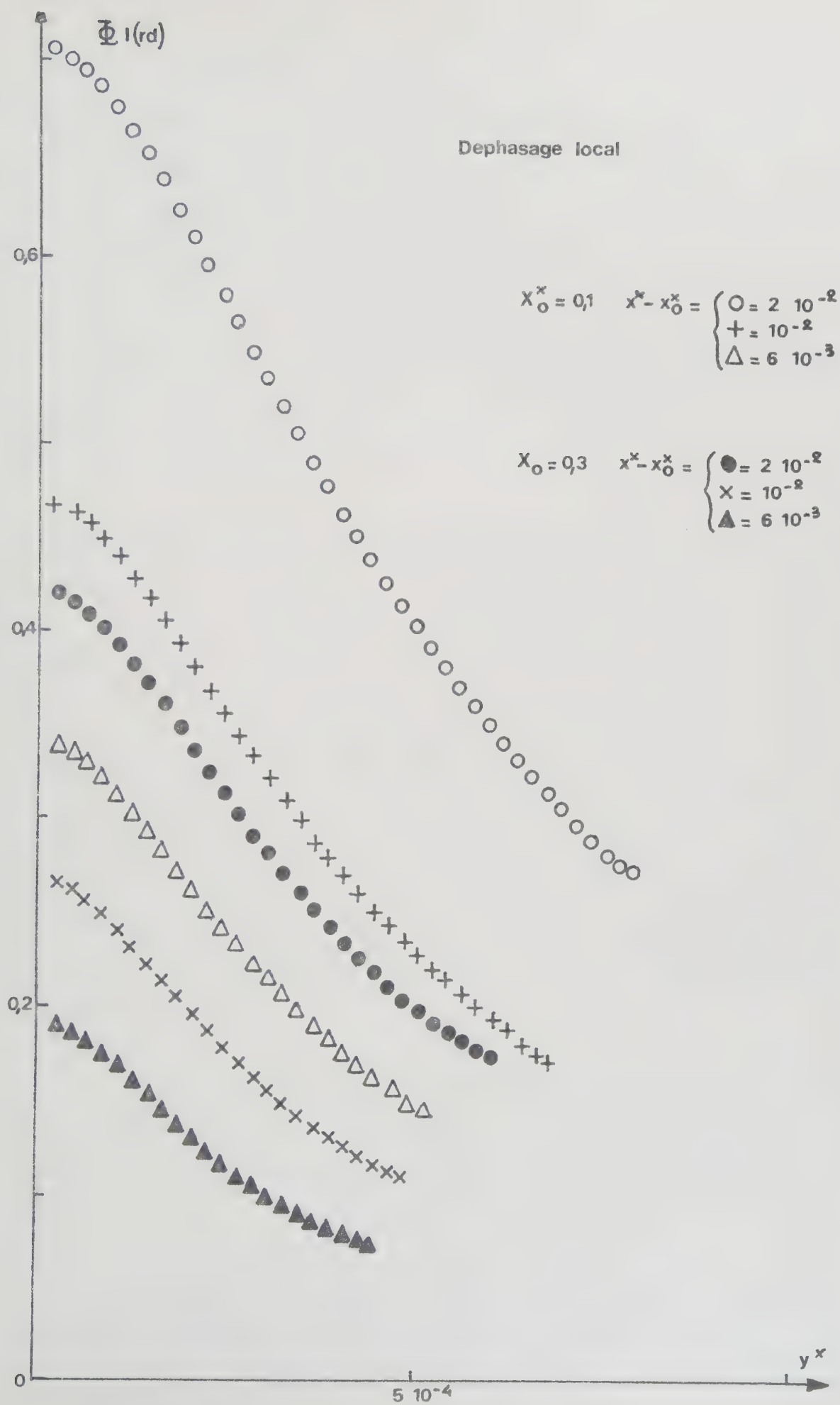


Figure I 5

D'autre part, il faut s'assurer que les termes de départ, nécessairement erronés, n'influent pas sur les résultats ultérieurs, en particulier dans le calcul de B, qui reste toujours petit en valeur absolue. Nous avons donc calculé les valeurs de C, A et B à l'abscisse $x_0^* + \Delta x^*$ en utilisant la méthode approchée de LEBOUCHE pour des valeurs de λ faibles. Les résultats obtenus avec ces valeurs initiales ne diffèrent que très peu de ceux obtenus précédemment. La différence, de l'ordre de la fraction de % tend d'ailleurs à diminuer en valeur relative quand x^* croît.

EVOLUTION DU DEPHASAGE GLOBAL Φ , ET DE L'AMORTISSEMENT M

Les figures 6.7.8 montrent l'évolution de Φ et M en fonction de λ , x_0^* et L^* .

Sur la figure 1.6, il apparaît que le déphasage global croît très vite avec λ , d'abord linéairement, puis moins rapidement. L'amortissement suit une loi parallèle. L'atténuation atteint 10 % dès que le déphasage vaut 0,6rd et elle devient ensuite beaucoup plus importante. L'influence de la longueur de l'électrode est considérable, une électrode très petite introduisant des déphasages beaucoup moins grands.

L'inertie de la couche-limite de diffusion que traduisent ces courbes apparaît très importante, mais il faut remarquer que les conditions sont, dans le cas étudié, assez défavorables puisque $x_0^* = 0,1$.

Lorsque le gradient de vitesse acquiert des valeurs plus grandes, déphasage et amortissement globaux diminuent. Les sondes donneront donc la meilleure réponse en fréquence au maximum de gradient de vitesse, donc pour $x_0^* \approx 0,4$. (fig. 1.8)

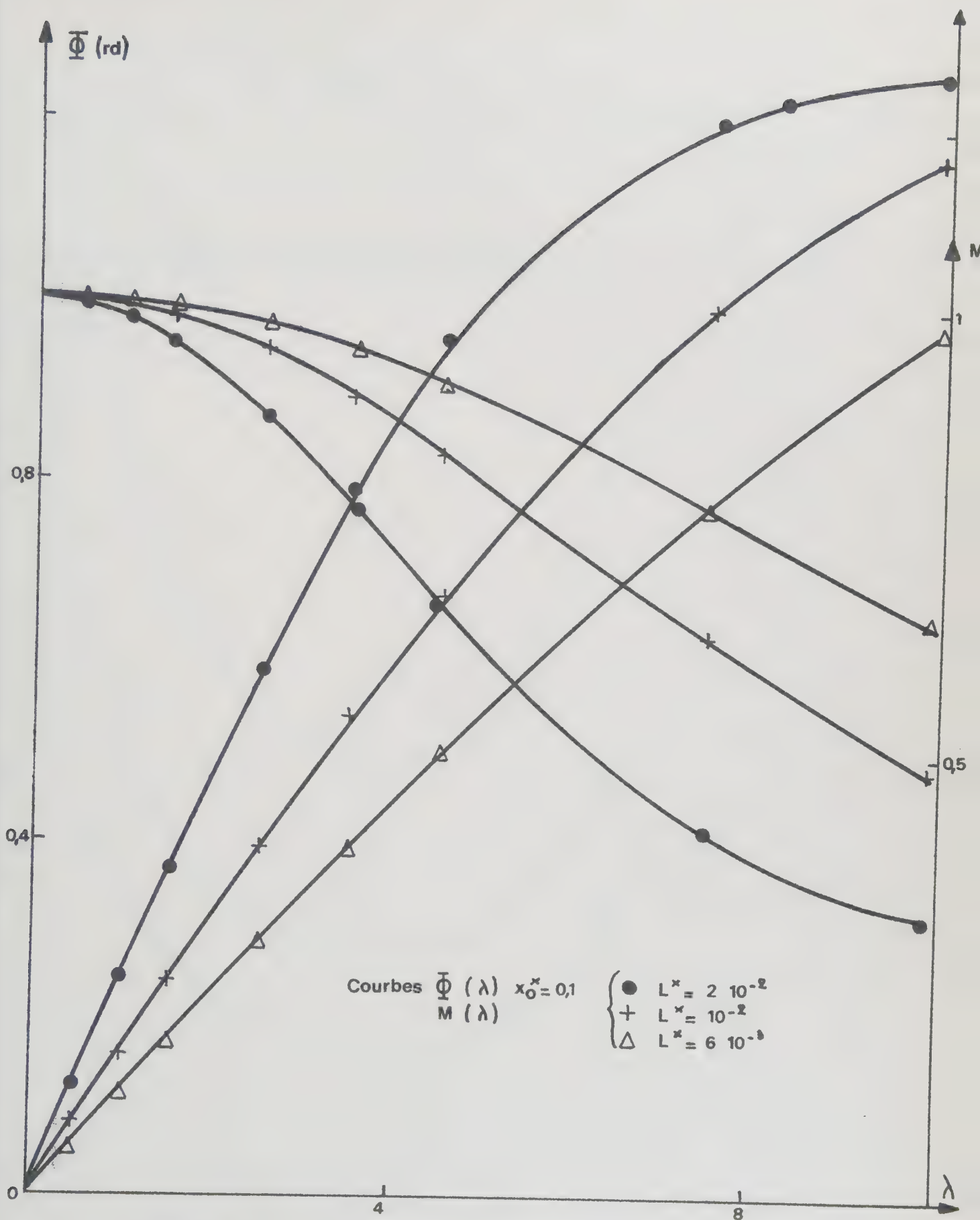
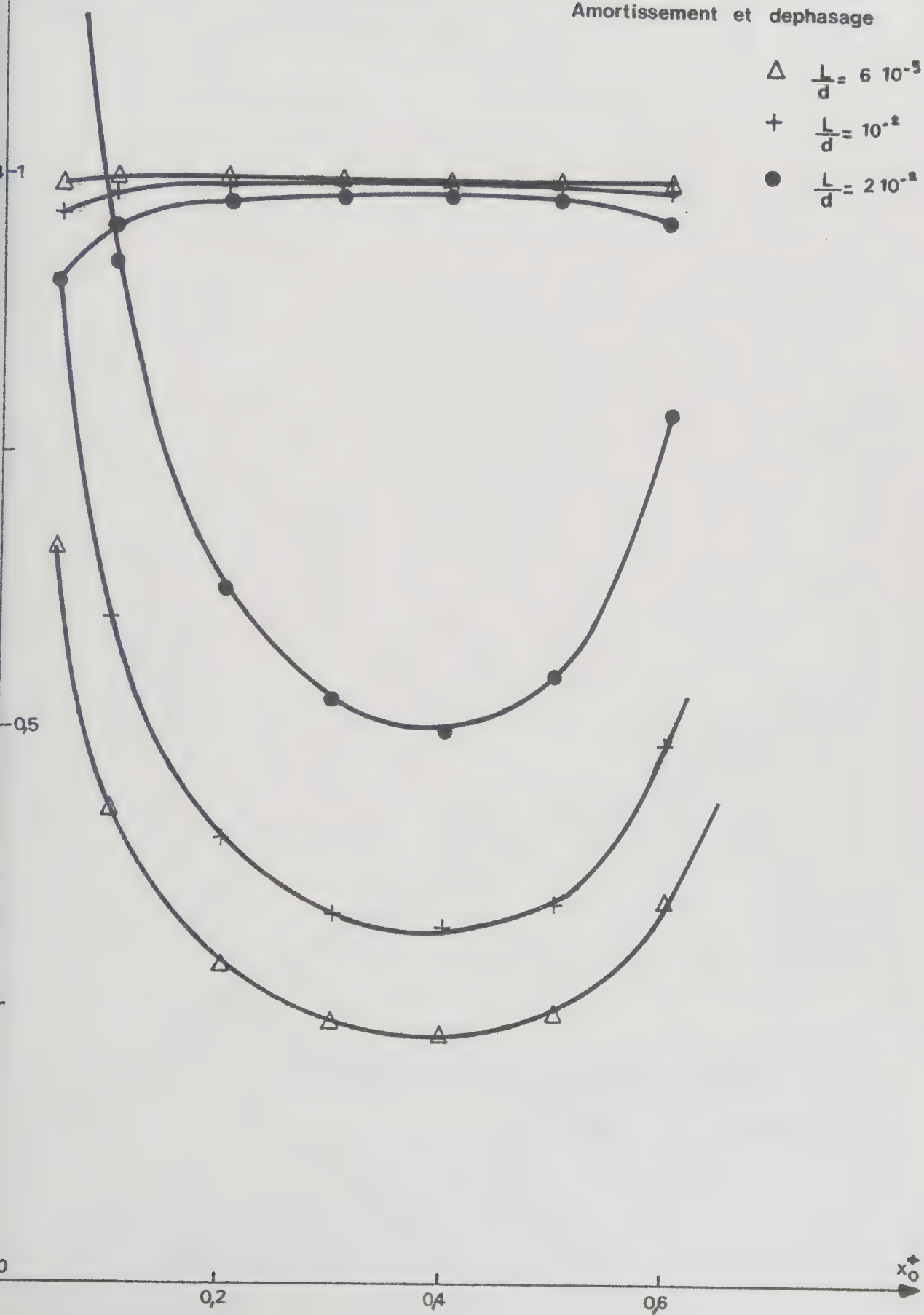


Figure I 6

Figure I 7

Amortissement et dephasage $\lambda = 1,5$



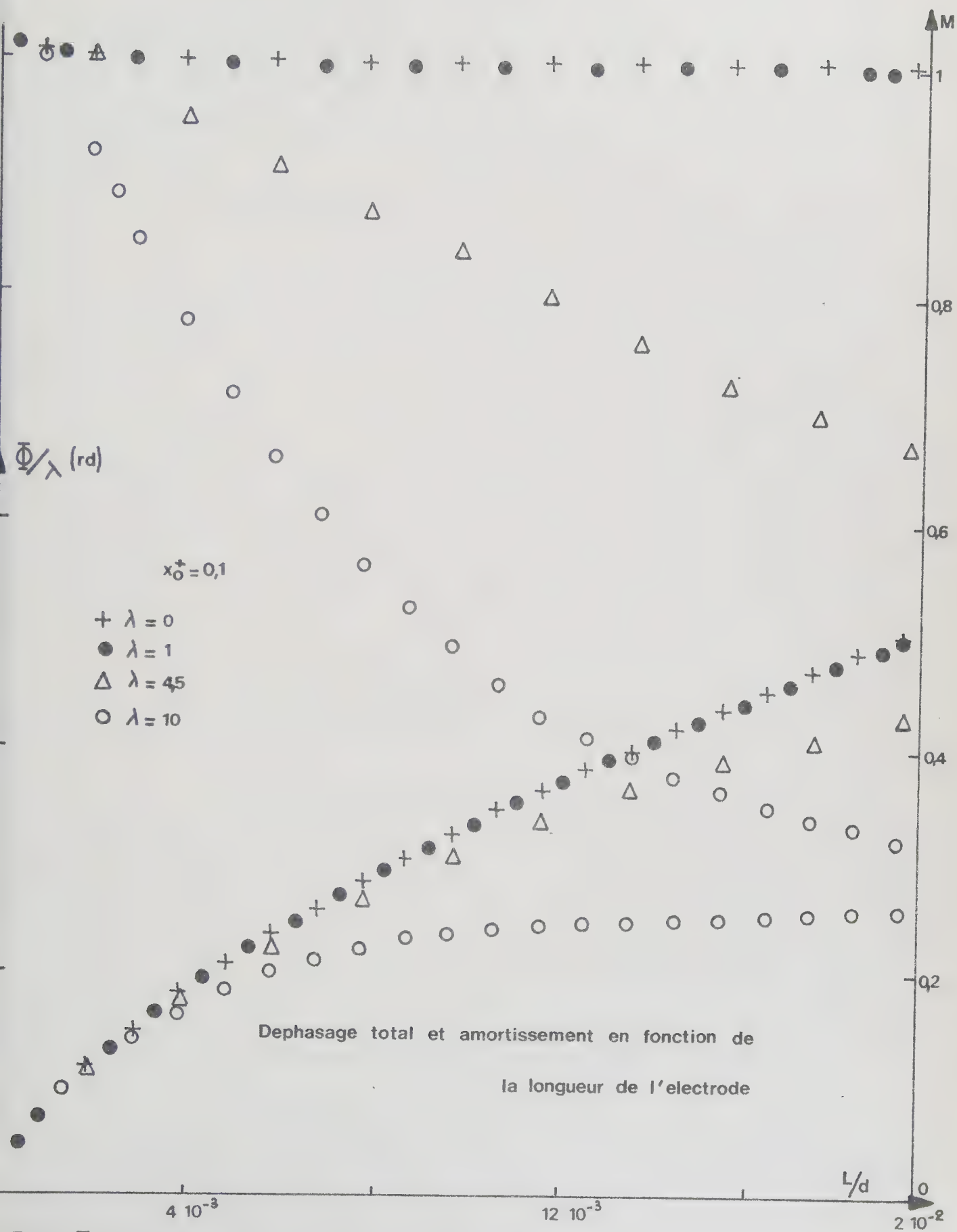


Figure I 8

La figure I.8 montre l'évolution du déphasage et de l'amortissement globaux avec la longueur de l'électrode. On constate que si λ est grand, on atteint rapidement une saturation, le déphasage global n'augmentant pratiquement plus, mais en étant proche de $\pi/2$.

CONCLUSION

Il semble judicieux de récapituler les avantages et les défauts de la méthode polarographique.

Celle-ci permet de mesurer la vitesse ou le gradient de vitesse pariétal par le transfert de masse, localement, sans perturber l'écoulement. Des phénomènes parasites, tels que conduction et rayonnement, n'existent pas comme lorsqu'on utilise des processus de transfert thermique. A son crédit, on peut également porter la rapidité des mesures.

Comme des avantages, on peut noter l'existence de phénomènes parasites, tels que courants résiduels d'oxydo-réduction.

De plus, la réponse en fréquence de la couche-limite de diffusion se révèle beaucoup moins bonne que celle de la couche-limite thermique. Des déphasages importants peuvent apparaître, surtout lorsque le gradient de vitesse sur l'électrode est faible. La longueur de l'électrode apparaît comme un facteur déterminant pour le déphasage global de la mesure. Il est donc très important de réaliser des sondes interceptant des angles au centre les plus faibles possibles.

A cette condition, il est possible d'effectuer des mesures pratiquement sans amortissement dans la couche-limite hydrodynamique jusqu'à des fréquences assez importantes, à l'exception du voisinage du point d'arrêt et des points de décollement.

Cette méthode paraît donc appropriée pour l'étude de la vitesse à la paroi, en régime permanent comme en régime instationnaire.

C H A P I T R E I I

MISE EN OEUVRE DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL =====

A - DESCRIPTION

L'utilisation d'une méthode polarographique pour l'étude d'écoulements périodiques a nécessité la construction d'un dispositif expérimental, aux impératifs fondamentaux suivants :

- Section de la veine d'étude suffisante pour l'installation d'un cylindre de 1 à 2 cm de diamètre.
- Possibilité d'atteindre des nombres de Reynolds relatifs aux cylindres de 5000 à 40.000, comparables à ceux étudiés par MARTIN (4) et SON et HANRATTY (5).
- Inertie chimique et électrique totale des parois en contact avec le réactif polarographique.
- Aménagement d'un système pulsateur permettant d'atteindre 20 Hz, pour des taux de pulsation allant jusqu'à 50 %, sans perturber par ailleurs l'écoulement par des vibrations ou des générations de turbulence parasites.

II.1. DESCRIPTION D'ENSEMBLE DU MONTAGE (SCHEMA II.1)

Une pompe en plastique, montée sur "silent-bloc", autorise un débit réglable d'eau maximum $40 \text{ m}^3/\text{h}$ pour une charge de 15 mètres d'eau, à travers un circuit comprenant un bac amont de tranquillisation et de thermostatisation, une veine d'expérience en plexiglass, un deuxième bac contenant le système pulsateur et une canalisation de retour munie d'un débit_mètre à diaphragme.

II.2. BAC AMONT (SCHEMA II.2)

Ce bac, conçu pour la tranquillisation de l'écoulement avant l'entrée de la veine, sert également à encaisser les à-coups de pression causés par la pulsation.

Il est donc pourvu de nids d'abeille et de filtres en nylon, de deux réseaux en quinconce de tubes de verre de l'échangeur . A l'aval, il débouche sur un convergent en araldite moulé, à profil elliptique sur section carrée. (Rapport de contraction de 10). Des robinets permettent d'ajuster un matelas d'azote au dessus du liquide.

II.3. BAC AVAL (SCHEMA II.3)

Ce bac sert de réservoir d'aspiration pour la pompe.

Des chicanes horizontales fixées au couvercle empêchent l'entraînement de bulles d'azote. Un puits en verre contenant du mercure soutient le vertex de régulation de température.

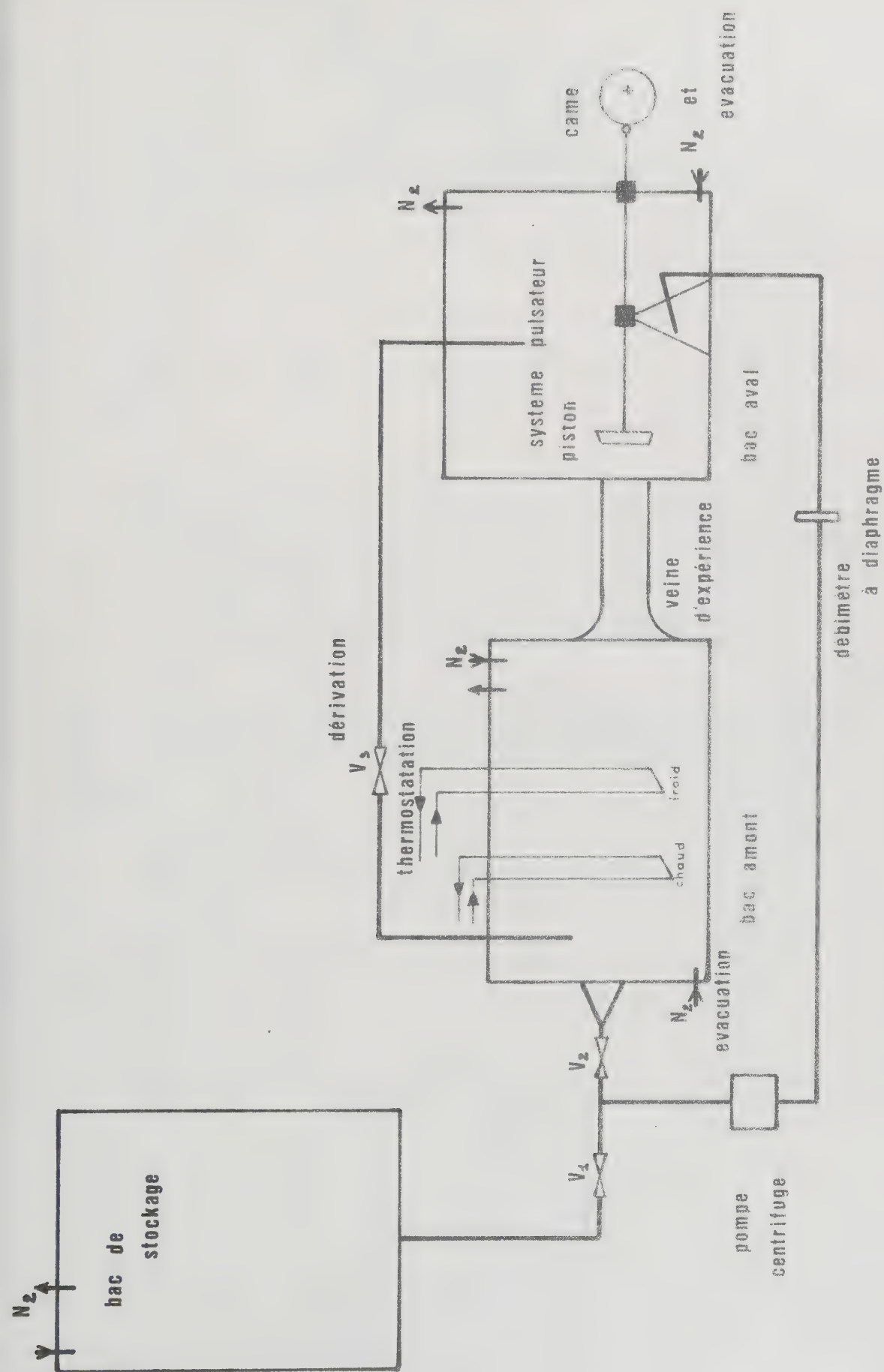


Figure II 1 SCHEMA D'ENSEMBLE

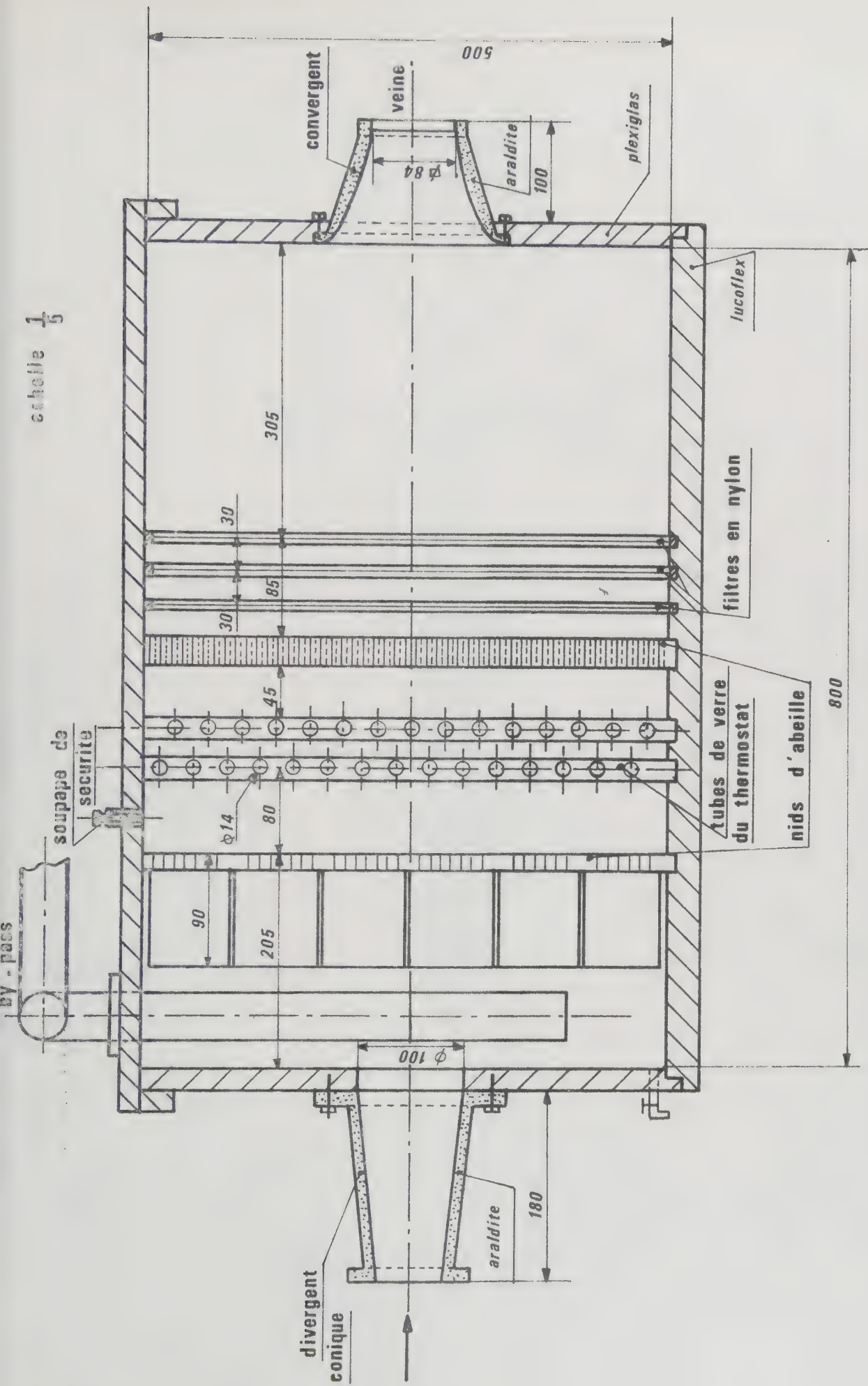
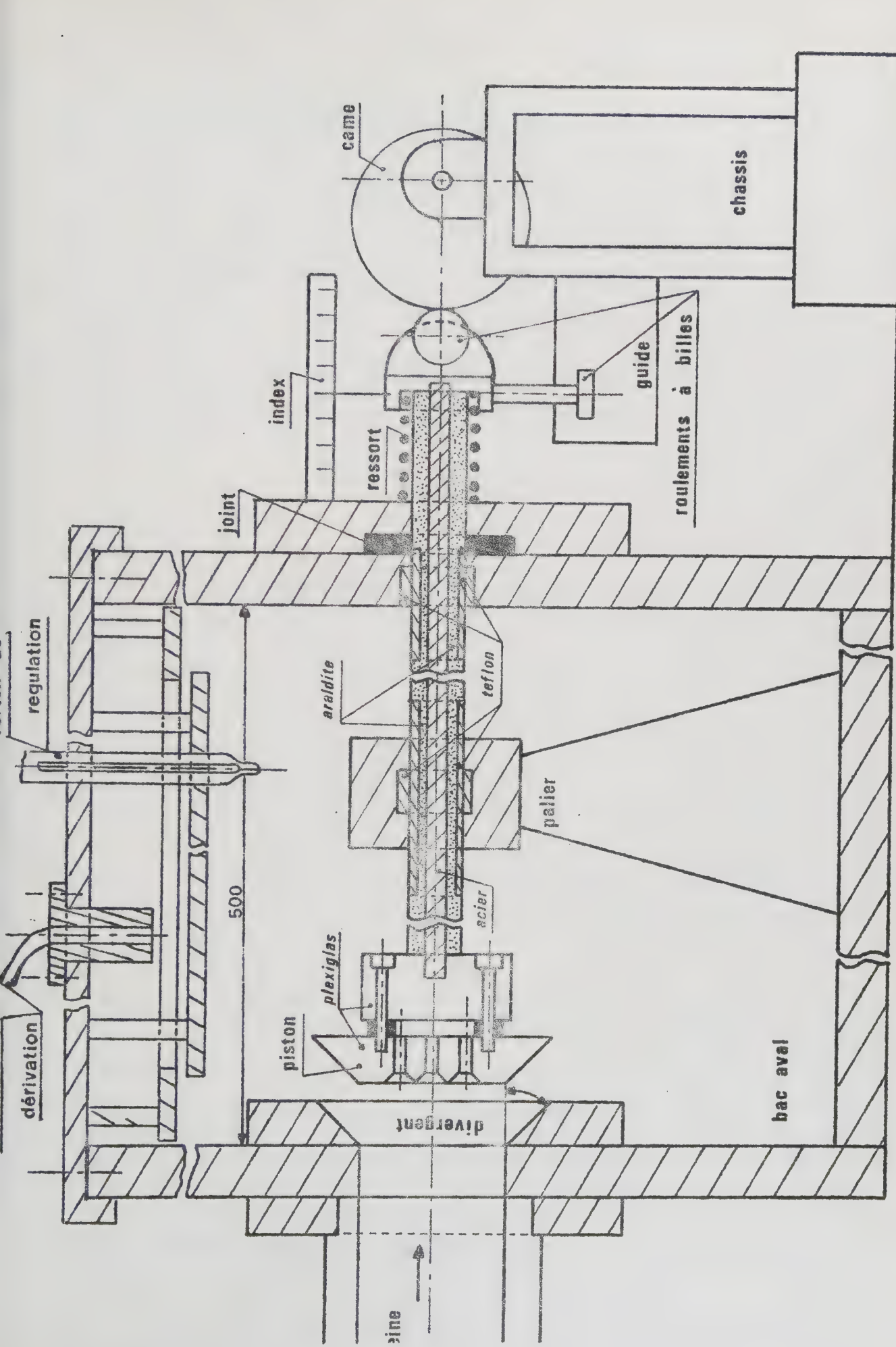


Figure II 2 BAC AMONT



SYSTEME PULSATEUR

Figure II 3

II. 4. VEINE D'EXPERIENCE.(SCHEMA II.4)

La veine d'expérience a été réalisée en plexiglass usiné et poli de 30 mm d'épaisseur. Sa section carrée, de côté 84 mm, s'emboîte à l'avant dans le convergent en araldite. Le raccord a été ajusté avec un soin extrême, pour éviter tout ressaut. Une bride de raccordement en lucoflex la fixe vers l'arrière au bac aval.

Il est possible d'accéder à l'intérieur de la veine par un couvercle amovible.

Des deux couvercles réalisés, l'un permet la fixation d'un tube de PITOT et d'un film chaud, et l'autre le passage de la sonde polarographique. Une électrode de référence au calomel est située à l'arrière de la veine. Contre la paroi inférieure de la veine est collée à l'araldite une plaque de platine servant d'anode. Une fente, d'une largeur de 5 mm permet un éclairage fin pour des prises de vue.

Un alésage dans une pièce cylindrique rapportée extérieurement sur le fond de la veine assure un guidage vertical de la sonde polarographique.

Deux orifices de diamètre 22 mm permettent la fixation des cylindres d'étude sur les parois latérales verticales. L'étanchéité est assurée par des joints tournants Paulstra. Ces joints, assez épais, amortissent également les légères vibrations dues à la pompe.

II.5. SYSTEME PULSATEUR (SCHEMA II.3)

Le procédé utilisé consiste à moduler le débit instantané du fluide en faisant varier alternativement la section de sortie de la veine d'étude.

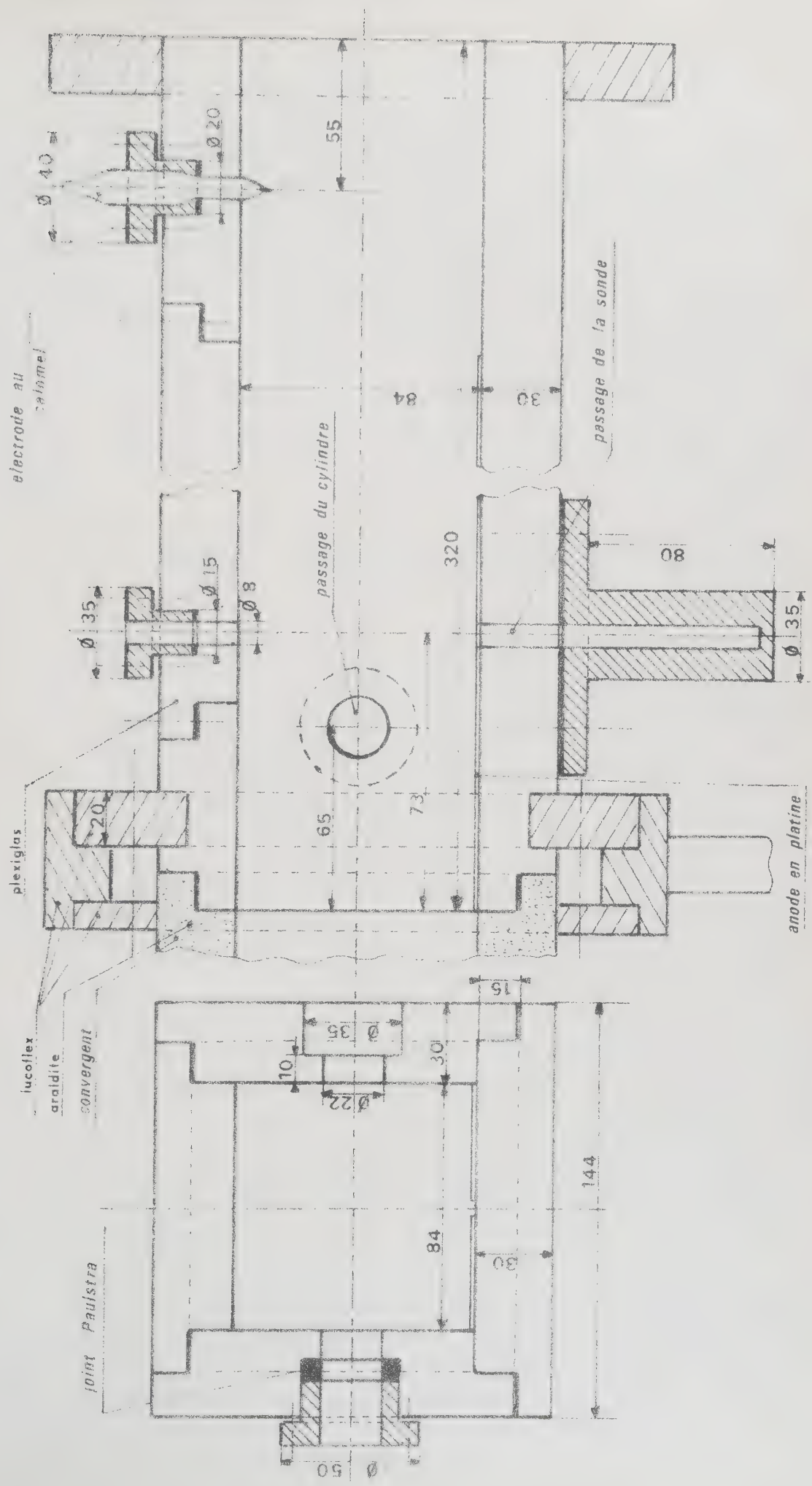


Figure II 4 VEINE D' EXPERIENCE

Le piston d'acier est enrobé dans une gaine isolante d'araldite. Des bagues de téflon permettent un glissement sans graissage sur les paliers. L'extrémité, démontable, du piston épouse la forme du chanfrein à 45° situé à la sortie de la veine. L'ensemble se meut sous l'effet d'une came et d'un ressort de rappel. La vitesse de rotation de l'arbre entraînant la came est contrôlée par un variateur à courroie. La vitesse, mesurée au tachymètre, s'est révélée extrêmement stable.

Ce système de pulsation a été choisi pour les raisons suivantes :

- Sa symétrie vis-à-vis de l'écoulement.
- L'absence d'efforts sur les parois du bac, tous les efforts s'exerçant sur le support de la came.
- Sa simplicité de mise en oeuvre.

II.6. THERMOSTATATION.

Les phénomènes étudiés étant très sensibles aux variations de température, il est nécessaire de thermostatier avec précision la température du fluide. En fait, en raison de la chaleur dissipée par frottement à l'intérieur du circuit, il est surtout indispensable de refroidir le liquide.

En conséquence, le "vertex de régulation" commande l'ouverture ou la fermeture d'une vanne située sur le circuit d'eau de la ville. La température a ainsi pu être réglée au dixième de degré.

II. 7. APPAREILLAGE ELECTRIQUE DE MESURES POLAROGRAPHIQUES (SCHEMA II.5)

La tension appliquée aux bornes des électrodes devant être rigoureusement constante quelque soit le courant débité, nous avons utilisé un montage potentiométrique sur une pile au mercure de grande stabilité.

La tension choisie - 150 m.V - entre anode de référence et cathode a été contrôlée à chaque point de mesure.

Les variations des courants polarographiques devant être mesurées au millième de microampères, et pour obtenir des valeurs instantanées du courant, deux amplificateurs opérationnels Analog Devices 211, à très faible dérive ont été utilisés.

Les résistances de bouclage étant de 1 M Ω à 0,1 % et 0,5 M Ω à 0,2 %, des précautions ont du être prises pour éviter le parasitage du signal. Une capacité de 500 μ F sur le circuit anode shunte les parasites captés par la boucle conductrice du liquide. Une résistance de 500 Ω à l'entrée de l'amplificateur réduit le gain en tension. Les cables d'entrée sont blindés, et les appareils ont tous été placés dans une enceinte de FARADAY.

Le signal ainsi obtenu présente cependant un bruit de fond d'amplitude 20 m V environ, mais de fréquence suffisamment élevée (vers 300 Hz) pour ne pas perturber les mesures.

Le signal présentant souvent des fluctuations, même pour des mesures en écoulement permanent, notamment derrière le cylindre, il a été nécessaire d'utiliser un intégrateur de tension.

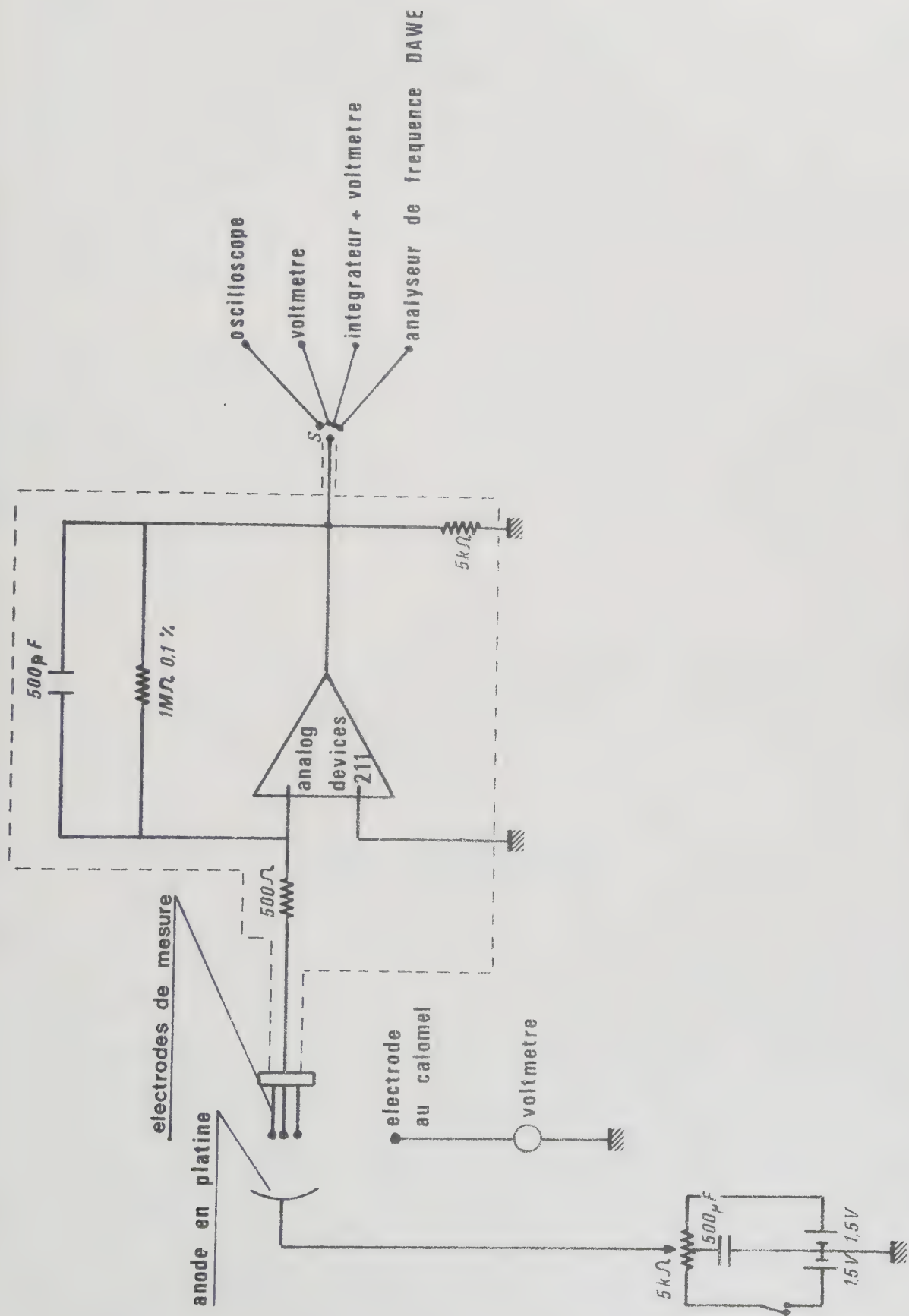


Figure II 5 CIRCUIT ELECTRIQUE DE MESURE

Cet intégrateur utilise une capacité de $1 \mu\text{F}$ et une résistance de $1 \text{ M}\Omega$. La constante théorique RC du circuit est donc 1 ; ce qui a été sensiblement vérifié lors de l'étalonnage que nous avons effectué. La tension maximum admissible étant de 70 Volts environ, les temps d'intégration pouvaient s'échelonner de 30 s à 2 minutes. La précision obtenue avec un chronomètre à main au 1/10 de seconde était donc suffisante.

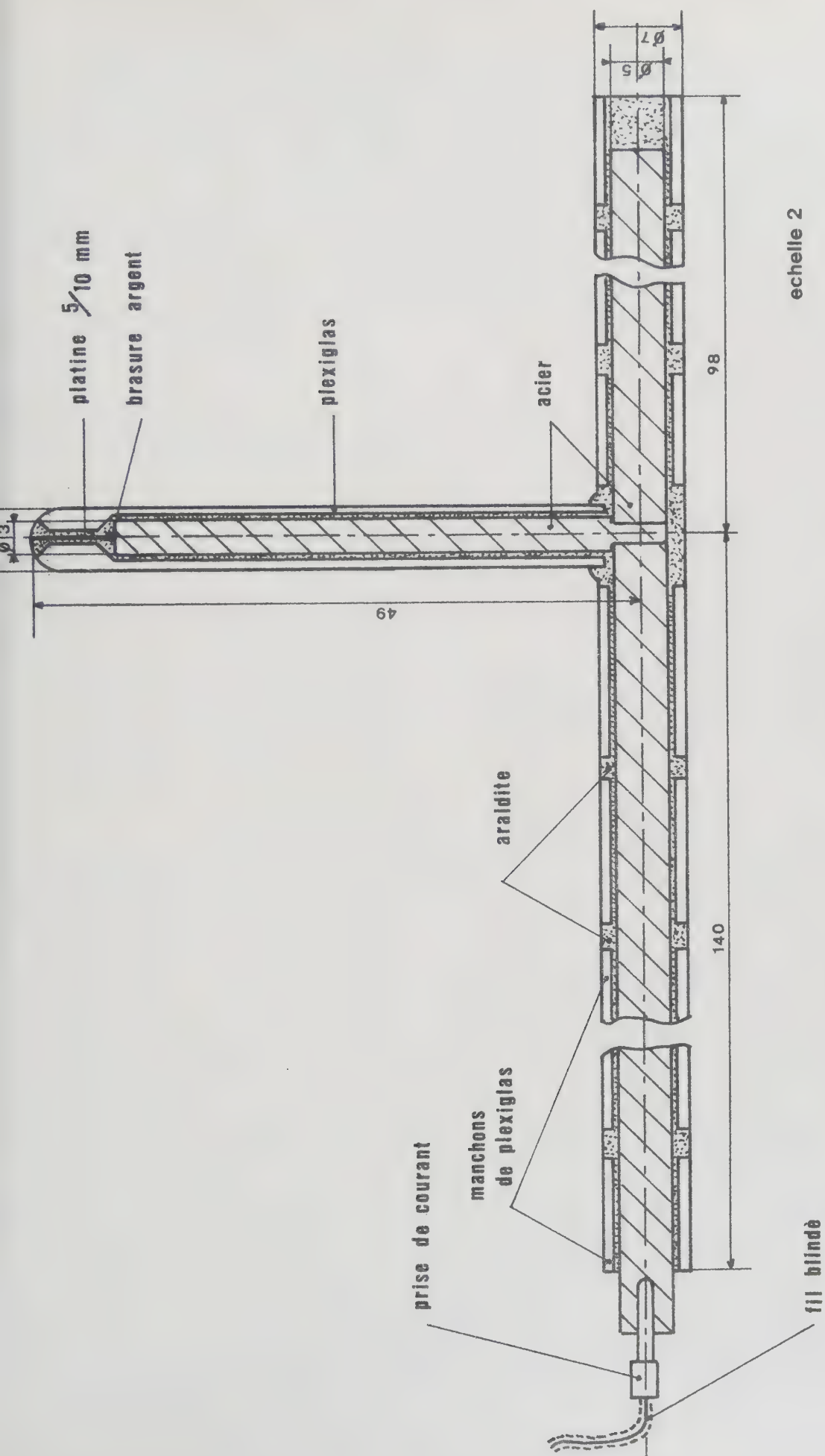
L'analyse spectrale des signaux a été faite grâce à un analyseur de fréquence de la marque DAWE. La bande passante de 3 dB est donnée par le constructeur de 5 à 8 % de la fréquence filtrée. Nous avons donc considéré que la largeur de bande "idéale" était de 10 % de la fréquence.

L'amplitude pouvait être mesurée directement sur l'appareil par un voltmètre efficace donnant $\sqrt{V^2}$. L'exactitude des mesures de ce voltmètre a été contrôlée.

II. 8. SONDES DE MESURES (SCHEMA II.6)

Pour mesurer la vitesse dans la veine, et les taux de pulsation de l'écoulement potentiel, nous avons utilisé des sondes polarographiques frontales hémisphériques, analogues à celles utilisées par M. LEBOUCHE (31). Le métal choisi pour l'électrode est le platine, en raison de son inertie électrochimique et de sa résistance à la corrosion.

Le fil de platine - de diamètre 0,5 et 1 mm -



echelle 2

Figure II 6 Sonde hemispherique

est brasé à l'argent sur un support métallique rigide. Des manchons de plexiglass sont emboîtés et collés de manière étanche.

L'extrémité de la sonde est polie au papier Eneri, puis à l'alumine 12 h et 24 h. L'état de surface est contrôlé au microscope.

Avant usage, les sondes sont dégraissées et rincées à l'eau distillée.

II.9. CYLINDRES DE MESURE.

Nous avons utilisé trois cylindres de diamètres différents.

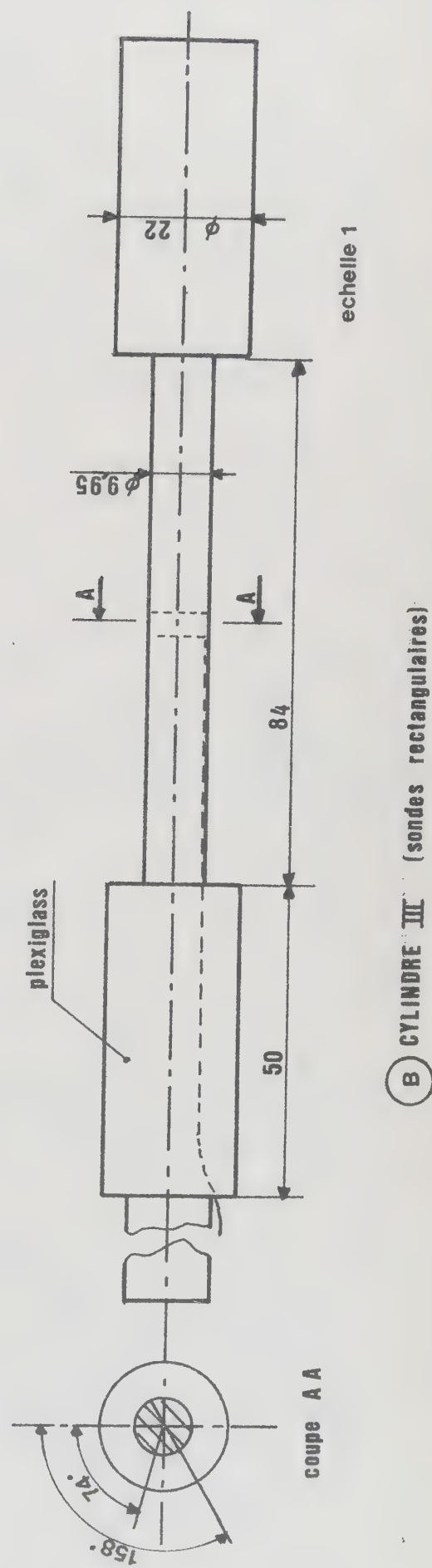
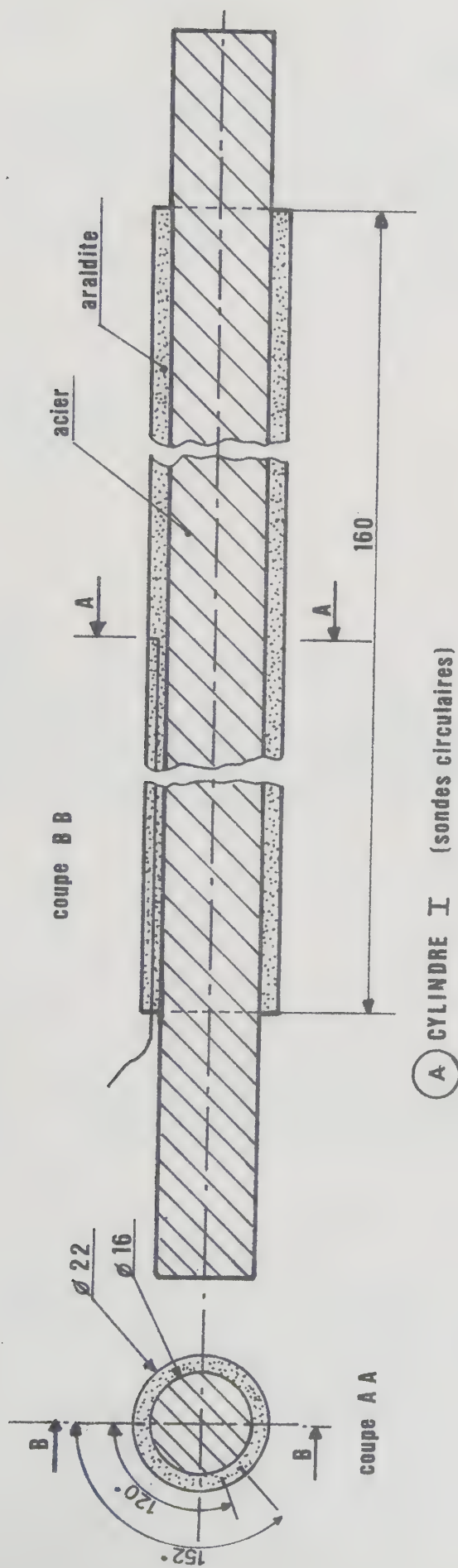
Le premier (schéma II.7.A), de diamètre $21,75 \text{ mm} \pm 0,01 \text{ mm}$, est en araldite coulée autour d'un tube d'acier donnant une grande rigidité à l'ensemble. Les électrodes, toutes circulaires, sont noyées dans la masse d'araldite, et se trouvent sensiblement dans une même section droite.

Ce cylindre occasionne l'existence d'un effet bouchon assez important, puisque le rapport d/H entre son diamètre et la hauteur de la veine est de 0,26.

Le deuxième cylindre (schéma II.8C), de diamètre $(14,84 \pm 0,01) \text{ mm}$, a été réalisé différemment. Il est entièrement en plexiglass. Un cylindre de plexiglass, fraisé selon une génératrice (II.8B) reçoit une pièce rectangulaire (schéma II.8A) comportant des encoches dans lesquelles des électrodes ont été collées à la colle plexiglass. L'ensemble est tourné de nouveau et poli à l'alumine 24 h.

Ce cylindre comporte deux électrodes rectangulaires accolées, isolées électriquement par une feuille de papier bible, et une électrode circulaire.

Figure II 7



CYLINDRE II

echelle 1

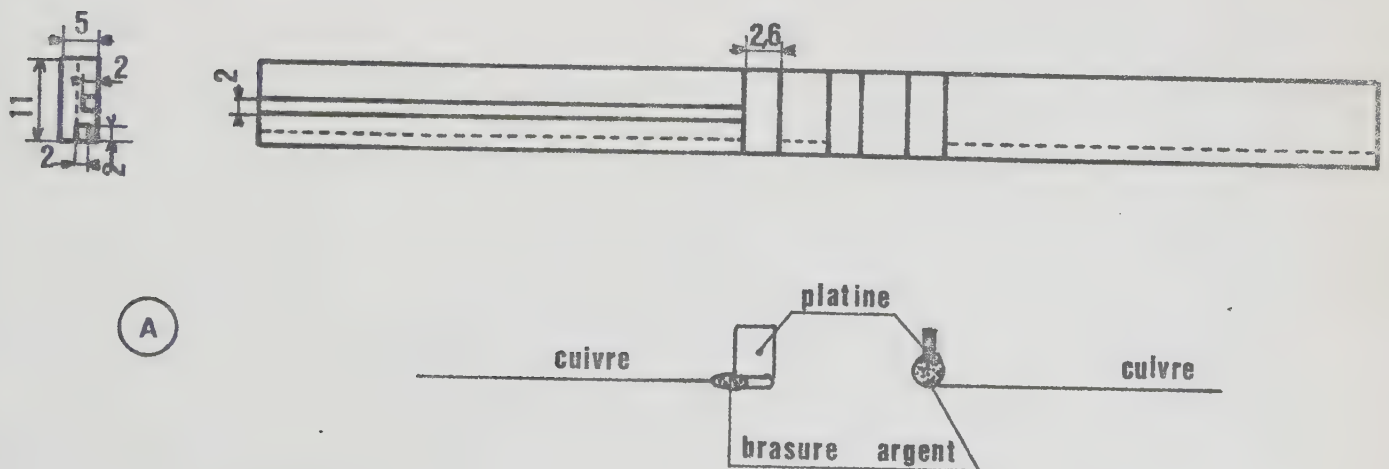
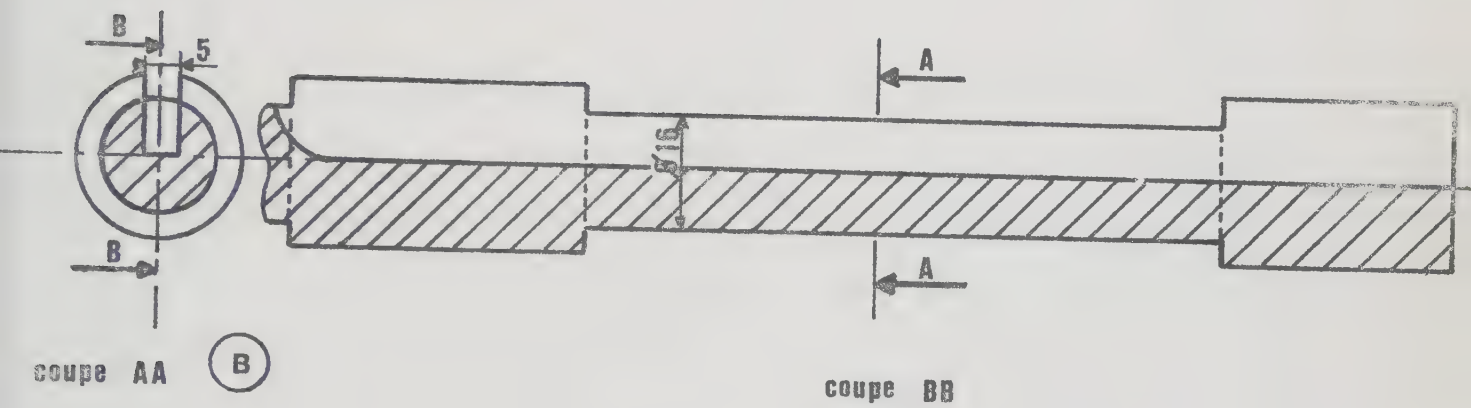
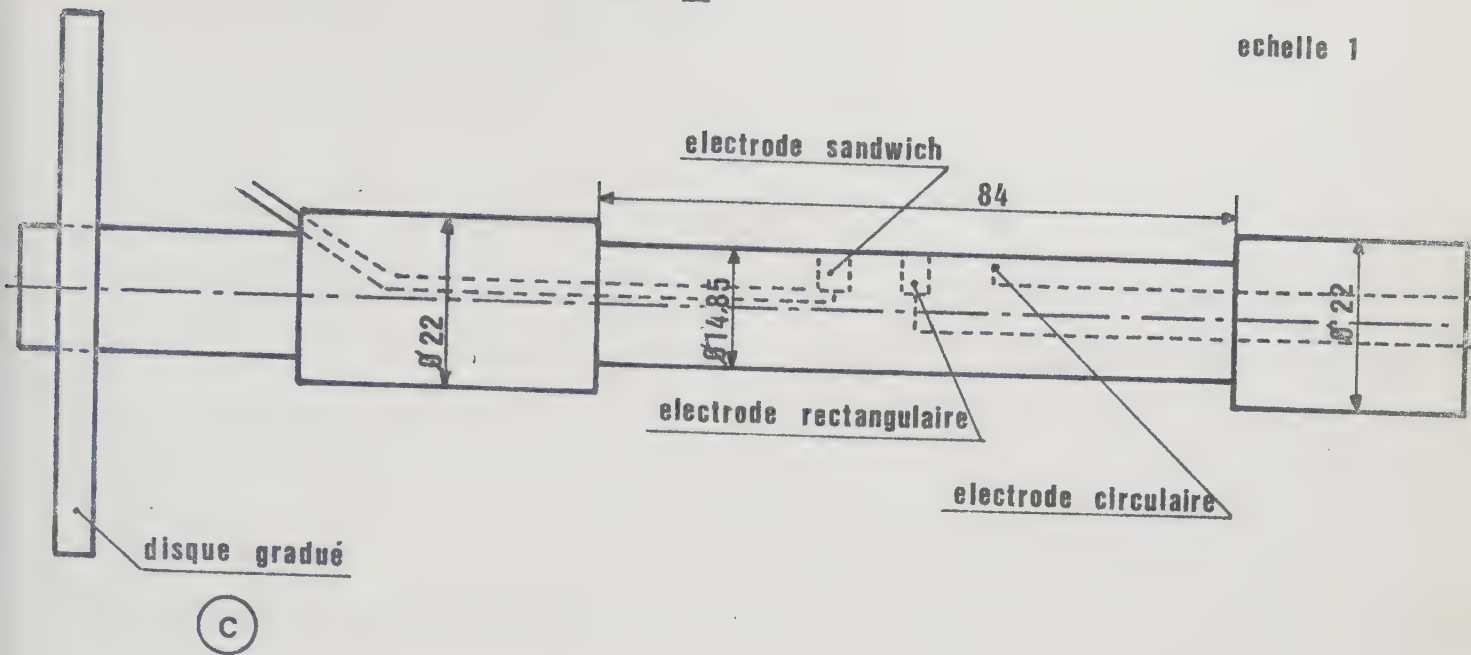


Figure II 8

Le rapport d/H de ce cylindre est de 0,177, et il provoque un léger effet bouchon.

Le troisième cylindre, de diamètre 9,97 mm, donc ne causant pas d'effet bouchon, est également en plexiglass. Il est renforcé intérieurement par une barre d'acier. Il comporte trois électrodes décalées, mais qui ne se situent pas dans une même section droite pour des raisons de construction.(Schéma II.7B).

MESURE DES SURFACES DES ELECTRODES

La détermination du coefficient de transfert nécessite la connaissance précise des surfaces d'électrodes.

Pour mesurer les surfaces des électrodes circulaires, nous avons planimétré des agrandissements photographiques de ces électrodes, agrandissements obtenus par un microscope métallographique. La précision obtenue au planimètre est excellente. Nous l'estimons à 2 % environ; néanmoins, il faut bien remarquer que la surface mesurée n'est que la surface apparente ; la présence de micropoisons pouvant éventuellement entraîner une modification de la surface active de l'électrode ; elle ne tient pas compte non plus de la courbure du cylindre, mais on peut raisonnablement négliger cette correction. En effet, les angles au centre interceptés sont au maximum de 5° , mais plus généralement de l'ordre de 1° . Ces angles au centre, qui conditionnent la réponse dynamique des sondes ainsi que la précision de la mesure sont fournis, avec toutes les autres données géométriques, dans le tableau (II. 1.).

TABLEAU II.1

	Type d'électrode	Dimensions (mm)	Surface s_0 (mm ²)	Angle au centre intercepté
CYLINDRE I $d=21,75 \pm 0,01$ (mm) $d/H=0,26$	Circulaire	$r_0 \approx 0,15$	$s_0 = 0,075$	$1,6^\circ$
	"	$r_0 \approx 0,15$	$s_0 = 0,074$	$1,6^\circ$
	"	$r_0 \approx 0,15$	$s_0 = 0,074$	$1,6$
CYLINDRE II $d=14,84 \pm 0,01$ (mm) $d/H = 0,18$	Rectangulaire	$2,70 \times 0,108$	$0,291$	$0,8^\circ$
	"	$2,6 \times 0,115$	$0,299$	$0,8^\circ$
	Circulaire	$r_0 \approx 0,25$	$0,187$	$3,3^\circ$
CYLINDRE III $d=9,97 \pm 0,01$ (mm) $d/H = 0,12$	Circulaire	$r_0 \approx 0,25$	$0,187$	$5,7^\circ$
	Rectangulaire	$2,24 \times 0,114$	$0,255$	$1,2^\circ$
	Rectangulaire	$2,33 \times 0,057$	$0,134$	$0,6^\circ$

Les dimensions des électrodes rectangulaires ont été mesurées directement sur un microscope muni d'un micromètre, la grande dimension selon un axe interdisant de forts agrandissements photographiques. La précision obtenue est moindre, et nous l'évaluons à 3 ou 4 % environ.

REPERAGE DES ANGLES

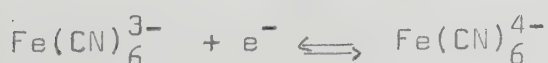
Les angles sont repérés grâce à un cadran gradué au degré, de diamètre 120 mm, solidaire de l'axe des cylindres, et à un index fixé de manière rigide au bâti de la veine.

Les positions respectives des électrodes ont été déterminées à posteriori, par observation du signal sur l'oscilloscope. Le point d'arrêt peut être ainsi déterminé à $\pm 1/4$ de degré près. Il aurait d'ailleurs été illusoire de rechercher une meilleure précision.

II. 10. REACTIF POLAROGRAPHIQUE

Nous avons la possibilité pour le choix du réactif polarographique entre différents corps chimiques (18), donnant tous des réactions rapides en solution sans altérer les électrodes, se rapprochant ainsi du modèle théorique.

Citons les couples classiques quinone-hydroquinone, iodure-triiodure, ferri-ferrocyanure. Nous avons choisi ce dernier, qui fait intervenir la réaction



car il a été le plus étudié et employé, et il est relativement plus aisé à mettre en oeuvre.

L'eau utilisée comme solvant est de l'eau permutée, obtenue par passage de l'eau de ville dans des colonnes échangeuses d'ions. La résistivité donnée par le constructeur est de quelques $M\Omega \text{ cm}^2/\text{cm}$.

La migration des ions était assurée par la soude 0,25 N.

Comme LEBOUCHE (31) et COGNET (30), nous avons utilisé du ferricyanure seul. Sa concentration variait au cours du temps, à cause de plusieurs phénomènes :

- Il s'adsorbe sur les parois inertes. Ce phénomène a été sensible lors de la première mise en eau, puis il s'est stabilisé.

- Par réduction, le ferricyanure se transforme en ferrocyanure, mais les courants mis en jeu étant très faibles (quelques microampères), on peut considérer que la concentration reste constante au cours d'une expérience.

Nous n'avons pas constaté une tendance à la floculation sous l'action de la lumière comme l'avaient notée certains auteurs. Nous attribuons ce fait à deux causes :

- un abri total de la lumière
- une très grande masse de liquide par rapport aux surfaces de contact.

La concentration a été mesurée à chaque expérience, à l'aide d'un spectrophotomètre.

Il est indispensable que les réactifs soient très purs pour éviter l'électrolyse d'impuretés. Les produits employés étaient donc rectifiés, purifiés. Le dispositif a été au préalable rincé au teepol.

L'oxygène dissous dans l'eau, facilement réductible, est éliminé par barbotage prolongé d'azote.

Malgré cela, les paliers des courbes de polarisation ne peuvent être rendus parfaitement horizontaux. Il existe toujours un courant résiduel, dû à l'électrolyse de petites impuretés.

B MESURES PRELIMINAIRES ET PREMIERS ESSAIS

I PROPRIETES DU LIQUIDE POLAROGRAPHIQUE

Pour déterminer les grandeurs hydrodynamiques à partir des mesures effectuées, il faut connaître la viscosité cinématique ν , la masse volumique ρ , ainsi que le coefficient de diffusion D du réactif polarographique utilisé.

1. - VISCOSITE CINEMATIQUE

Nous avons procédé à des mesures de viscosité à l'aide d'un viscosimètre à capillaire. Les résultats sont portés sur la figure II.9. On constate que dans la gamme étroite de température où nous opérons - 25 à 30°C - la courbe $\nu = f(\tau)$ est pratiquement linéaire. Il faut remarquer que les valeurs de ν sont légèrement supérieures à celles utilisées par COGNET (30) et LEBOUCHE (31), ce qui s'explique par la différence de concentration de la soude.

L'incertitude de mesure sur ν est estimée à 1 %.

2. - MASSE VOLUMIQUE

La mesure de la densité a été effectuée avec un densimètre au millième. La densité lue à 20°C vaut $1,0080 \pm 0,0005$. La plage de température utilisée étant assez faible, nous n'avons pas fait de correction de température pour ρ .

3. - COEFFICIENT DE DIFFUSION MOLECULAIRE

Nous avons utilisé les valeurs expérimentales déterminées par EISENBERG et ses collaborateurs (43) par la méthode du capillaire.

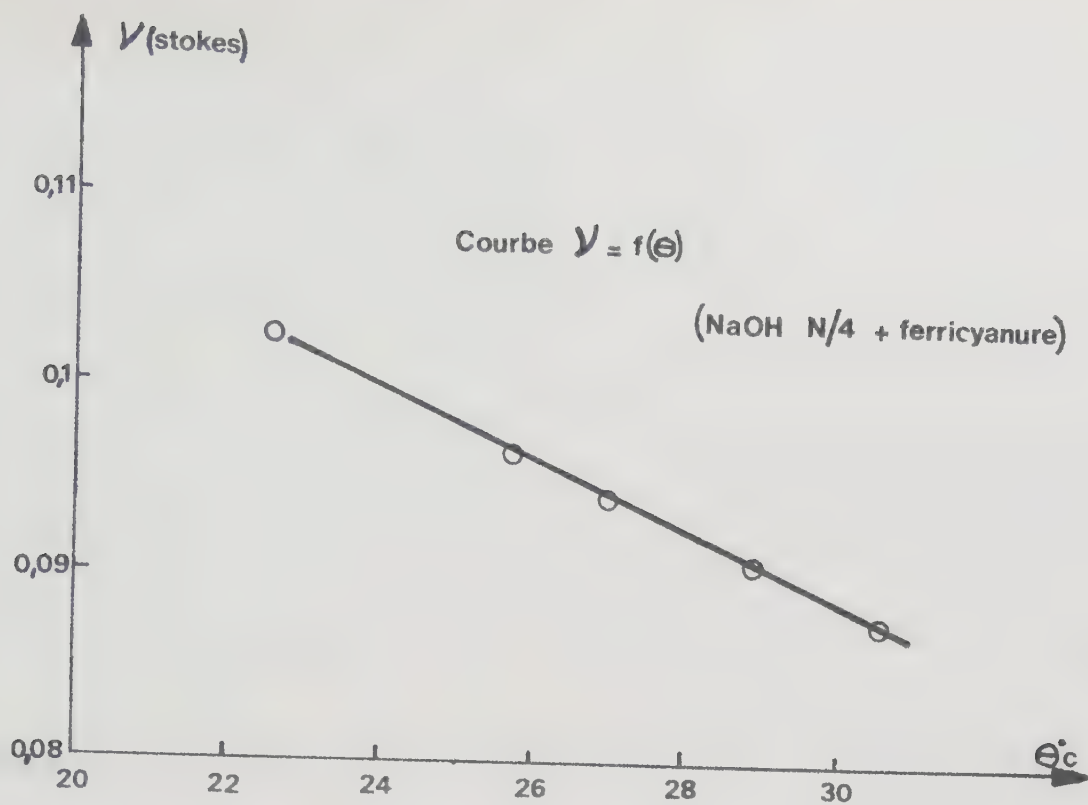


Figure II 9

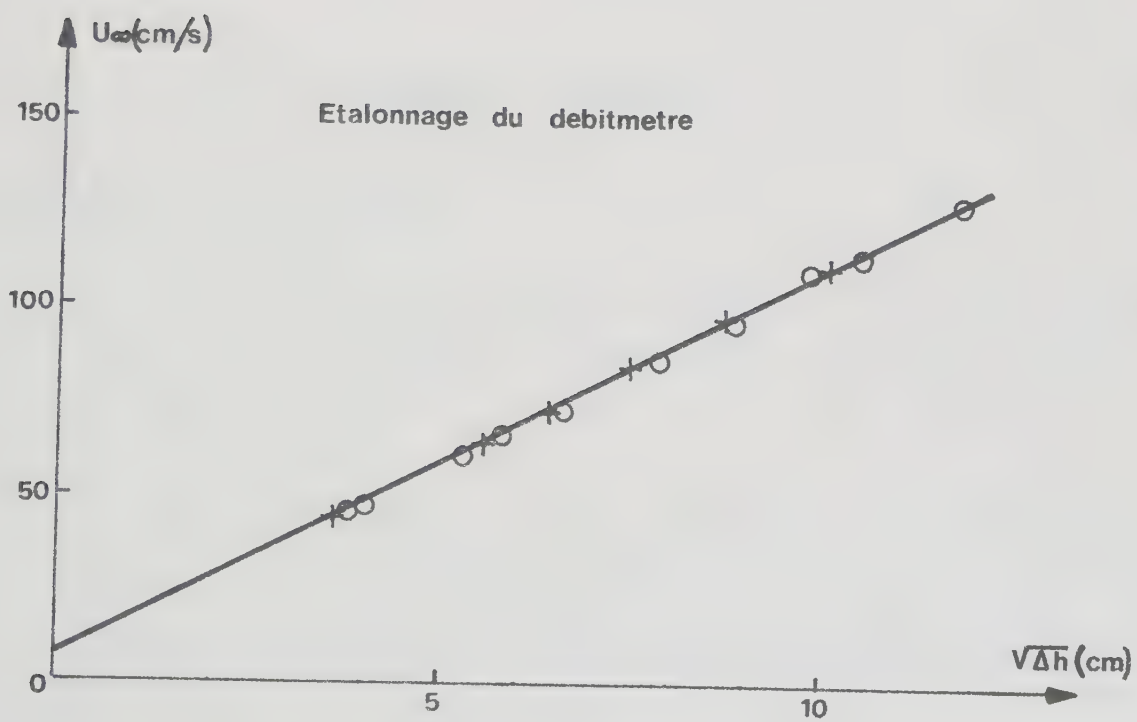


Figure II 10

Pour le ferricyanure de potassium $D = 2,5.10^{-10} \frac{T}{\mu} \text{ cm}^2/\text{s}$

Pour le ferrocyanure de potassium $D = 2,15.10^{-10} \frac{T}{\mu} \text{ cm}^2/\text{s}$

Ces relations se justifient théoriquement (54). A partir des valeurs de v déterminées expérimentalement et de la valeur de ρ , nous avons calculé la courbe $D = f(\theta)$ pour le ferricyanure. Dans l'étroit domaine de température qui nous intéresse, cette courbe a une allure pratiquement linéaire.

Précision sur la mesure $\left| \frac{\Delta D}{D} \right| \leq \left| \frac{\Delta T}{T} \right| + \left| \frac{\Delta v}{v} \right| + \left| \frac{\Delta \rho}{\rho} \right|$

soit $\left| \frac{\Delta D}{D} \right| \leq 1,5 \%$

II. ESSAIS DYNAMIQUES DU DISPOSITIF

1. APPAREILS DE MESURE EMPLOYES

Outre les sondes polarographiques, nous avons employé un tube de PITOT, un diaphragme et un film chaud, type DISA 55 A81 pourvu d'un linéariseur.

Le tube de PITOT, le film chaud ou la sonde polarographique sont solidaires d'un appareil de guidage, type vis-écrou, permettant de les déplacer selon une verticale située légèrement à l'amont des cylindres.

Le tube de PITOT, a permis d'étalonner le diaphragme directement en vitesse dans la partie centrale de la veine d'étude (fig.II.40) Le tube de PITOT, pour plus de précision était branché sur un manomètre en U incliné à 20° par rapport à l'horizontale. Le diaphragme a été réalisé en plexiglas selon les directives de la norme AFNOR X 10101.

Les diamètres sont de 56 mm et 60 mm, ce qui fournit un rapport des sections de 0,7.

La précision de la mesure dépend de la vitesse, mais dès que cette dernière dépasse 30 cm/s on peut l'estimer meilleure que 2 %.

2. ESSAIS EN ECOULEMENT PERMANENT

Possibilités en vitesse : 20 cm/s à 2 m/s

* Ecoulement Piston : nous avons vérifié que l'écoulement était piston à l'aide du tube de PITOT et du film chaud.

Le passage du centre de la veine à une distance de 5 mm de la paroi ne donne pas de variations décelables. (Nous l'avons vérifié pour des vitesses de 44,78,108 et 128 cm/s). Nous avons alors supposé sans vérification que l'écoulement était piston selon l'horizontale.

L'axe du cylindre étant lui-même horizontal, cette supposition est sans conséquences.

* Ecoulement en bloc : nous l'avons admis en raison de l'incompressibilité de l'eau.

* ETUDE DE LA TURBULENCE NATURELLE DE LA VEINE

L'intensité de turbulence, soit T_u est définie pour une turbulence isotropique, en écoulement permanent par $T_u = \frac{\sqrt{u^2}}{U_\infty}$.

Comme le montrent les travaux de KESTIN et MAEDER (55), l'intensité de turbulence intervient dans les phénomènes de transfert, notamment vers le point d'arrêt amont. Il est donc nécessaire de préciser cette intensité.

Figure II 11

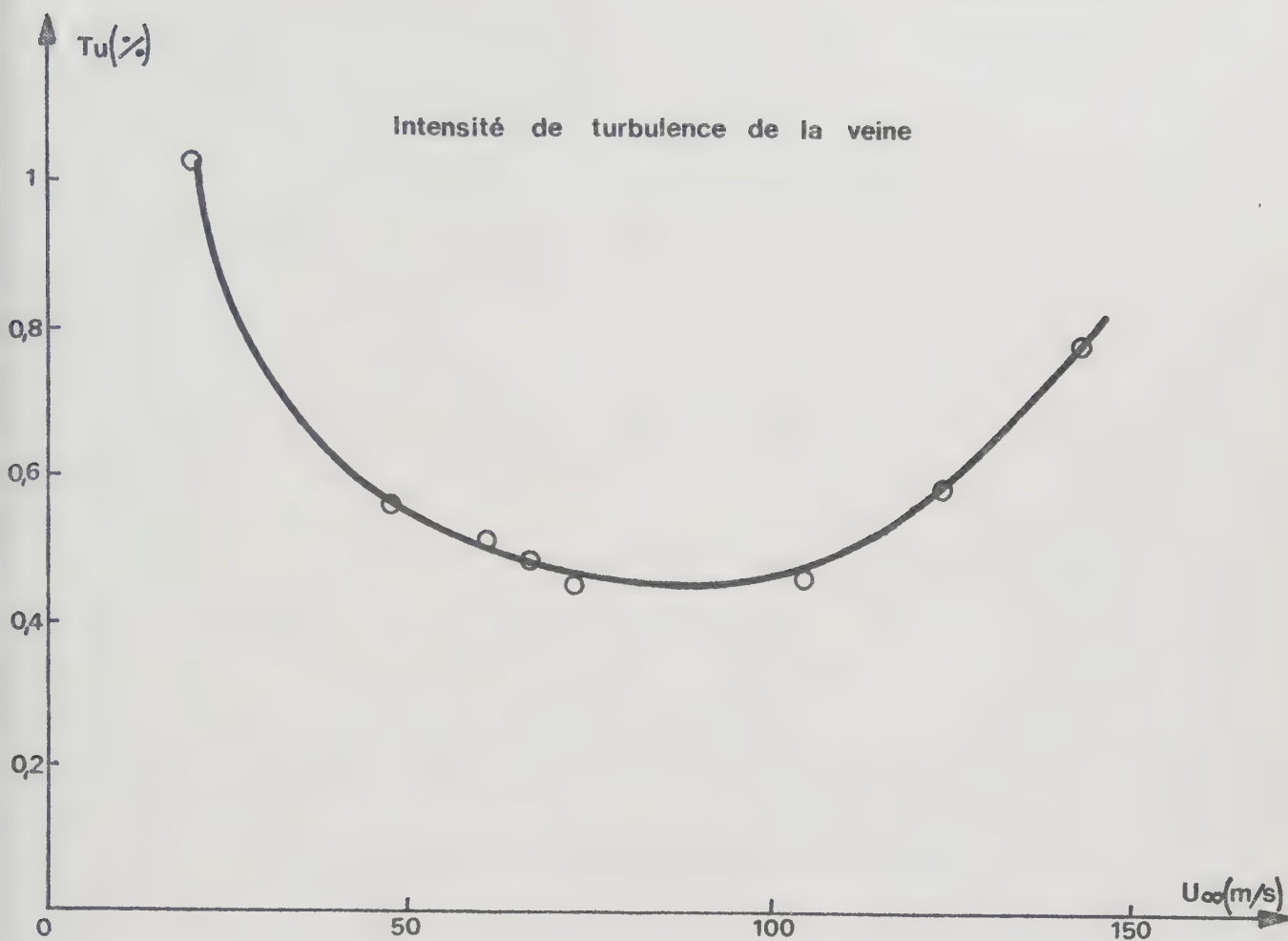
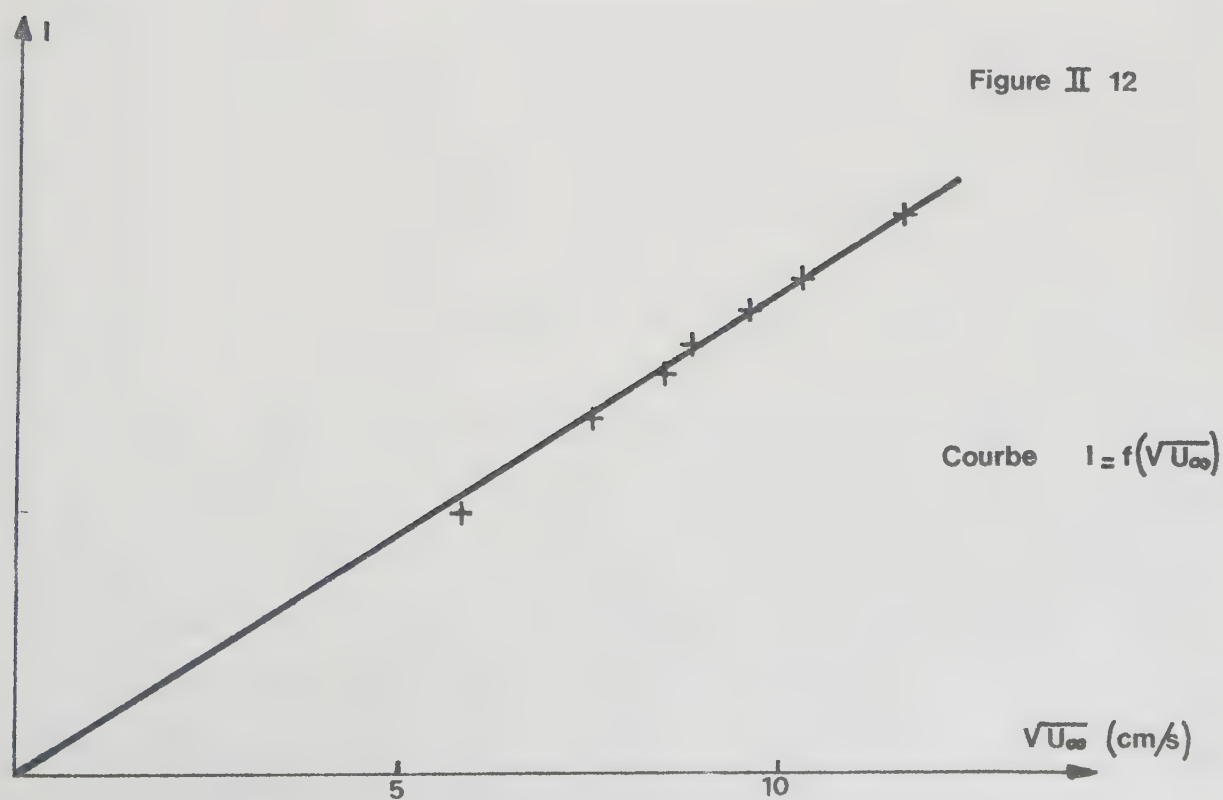


Figure II 12



A l'aide de la sonde à film chaud, nous avons déterminé l'intensité de turbulence de la veine dans la région centrale de la section de mesure. Les taux de turbulence sont portés sur la figure II.11

en fonction de la vitesse. Ils décroissent d'abord rapidement, gardent ensuite une valeur à peu près constante, de l'ordre de 0,4 à 0,5 % entre 50 cm/s et 120 cm/s, qui est la plage de vitesse que nous avons utilisée, puis croissent ensuite. Les taux sont donnés avec une incertitude importante de l'ordre de 20 %, en raison de la dérive que présente le film chaud.

Signalons, en outre que, près de la paroi inférieure, le taux de turbulence augmente notablement.

3. ESSAIS EN ECOULEMENT PULSE

* MISE AU POINT DU SYSTEME PULSATEUR

Plusieurs paramètres sont susceptibles d'être réglés à volonté

- la course du piston
- la position moyenne du piston
- la vitesse d'entraînement de la came
- la forme de la came
- le jeu du débit de fuite de la tête du piston.

Nous avons commencé par employer une came circulaire, à excentricité réglable. Il s'est avéré que les grandes courses étaient à proscrire, car elles limitent les possibilités en fréquence, et le signal est mauvais en raison d'une grande dissymétrie entre l'ouverture et la fermeture. Une petite course de 4 mm, a donc été choisie. Pour améliorer la forme du signal, un débit de fuite fut laissé en permanence, tout en rapprochant la tête du piston de l'orifice de la veine.

Pour écraser le pic de vitesse lors de la fermeture de la veine, la came a été modifiée en laissant une portion de courbe à rayon constant au moment de la fermeture . Cette modification a été apportée empiriquement en raison de la méconnaissance de la réponse en vitesse dans la veine à la sollicitation du piston.

* ANALYSE DE LA PULSATION

En ce qui concerne le taux de pulsation τ , que nous définissons par $\tilde{U} = \bar{U}_{\infty} (1 + \sqrt{2} \tau \sin \omega t)$, soit $\tau = \frac{\sqrt{2}}{\bar{U}_{\infty}}$, il est aisé d'atteindre des valeurs élevées (60 %).

Pour faire varier τ , il suffit de déplacer l'ensemble du système pulsateur. Un déplacement de 1 mm, repéré au comparateur, modifie considérablement le taux. Celui-ci varie par ailleurs légèrement avec la fréquence à position du système pulsateur constante.

En fréquence, il est possible d'atteindre 20 Hz.

Au delà, on est limité par la réponse du ressort.

De plus, l'inertie des sondes polarographiques devient à partir de ces fréquences assez considérable, et elle altérerait de façon trop sensible les mesures.

L'analyse harmonique du signal fait apparaître des harmoniques 1 et 2 dont l'amplitude est de l'ordre de 10 % de celle du fondamental. Les modifications du profil des comes n'ont pas permis jusqu'à présent de réduire davantage l'importance relative de ces harmoniques. Il faut néanmoins remarquer que celle-ci est indépendante du taux de pulsation.

Il convenait, enfin, de vérifier que l'écoulement restait piston, que le taux de pulsation était indépendant de la localisation de la sonde, et que la pulsation ne génèrait pas une turbulence supplémentaire.

C'est ce qui a été fait avec une sonde polarographique hémisphérique, pour plusieurs vitesses, plusieurs taux et plusieurs fréquences (voir fig.II.13.). On constate que la vitesse moyenne et le taux de pulsation τ sont indépendants de la côte lorsque ces paramètres changent.

A l'exception du voisinage immédiat de la paroi, on ne constate pas une augmentation de turbulence. (τ_{all}).

III. MISE EN OEUVRE DE LA METHODE POLAROGRAPHIQUE

Dans cette phase de manipulations, il s'agit de vérifier le bon fonctionnement des électrodes, et de procéder à des étalonnages pour les sondes de vitesse.

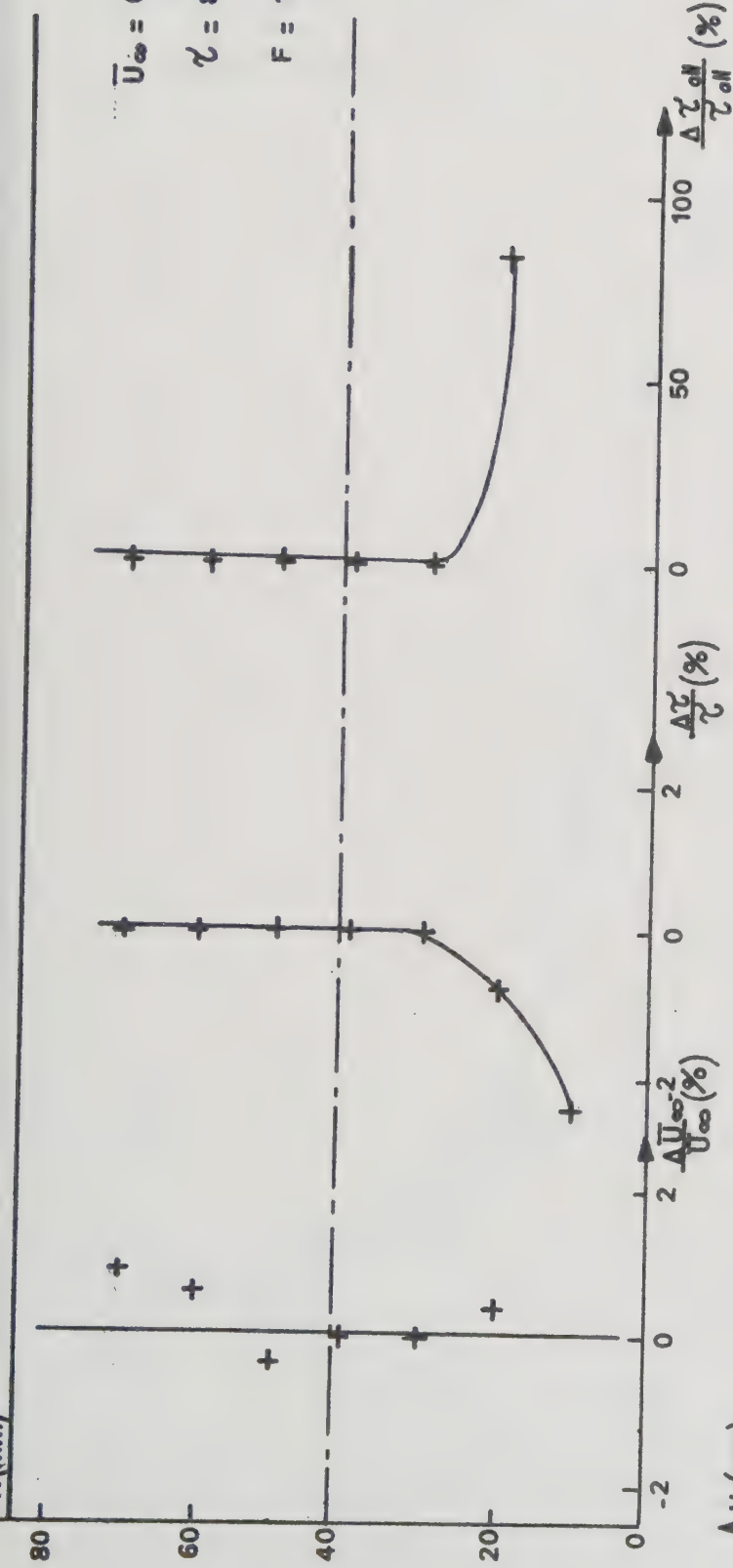
1. L'électrolyte indifférent est de la soude N/4. Après un dégazage prolongé, nous avons tracé un polarogramme du support (fig.II.14) Le courant reste pratiquement nul. On ne distingue pas de vague correspondant au potentiel de l'oxygène, ce qui prouve que les conditions de dégazage sont satisfaisantes.

Après avoir ajouté le ferricyanure de potassium en concentration d'environ $5 \cdot 10^{-6}$ moles/cm³, nous avons déterminé pour une sonde à nez hémisphérique des polarogrammes à différentes vitesses. (fig. II.14).

$\bar{U}_\infty = 60 \text{ cm/s}$

$\gamma = 8.7 \%$

$F = 10 \text{ Hz}$



$\bar{U}_\infty = 60 \text{ cm/s}$

$\gamma = 31.8 \%$

$F = 10 \text{ Hz}$

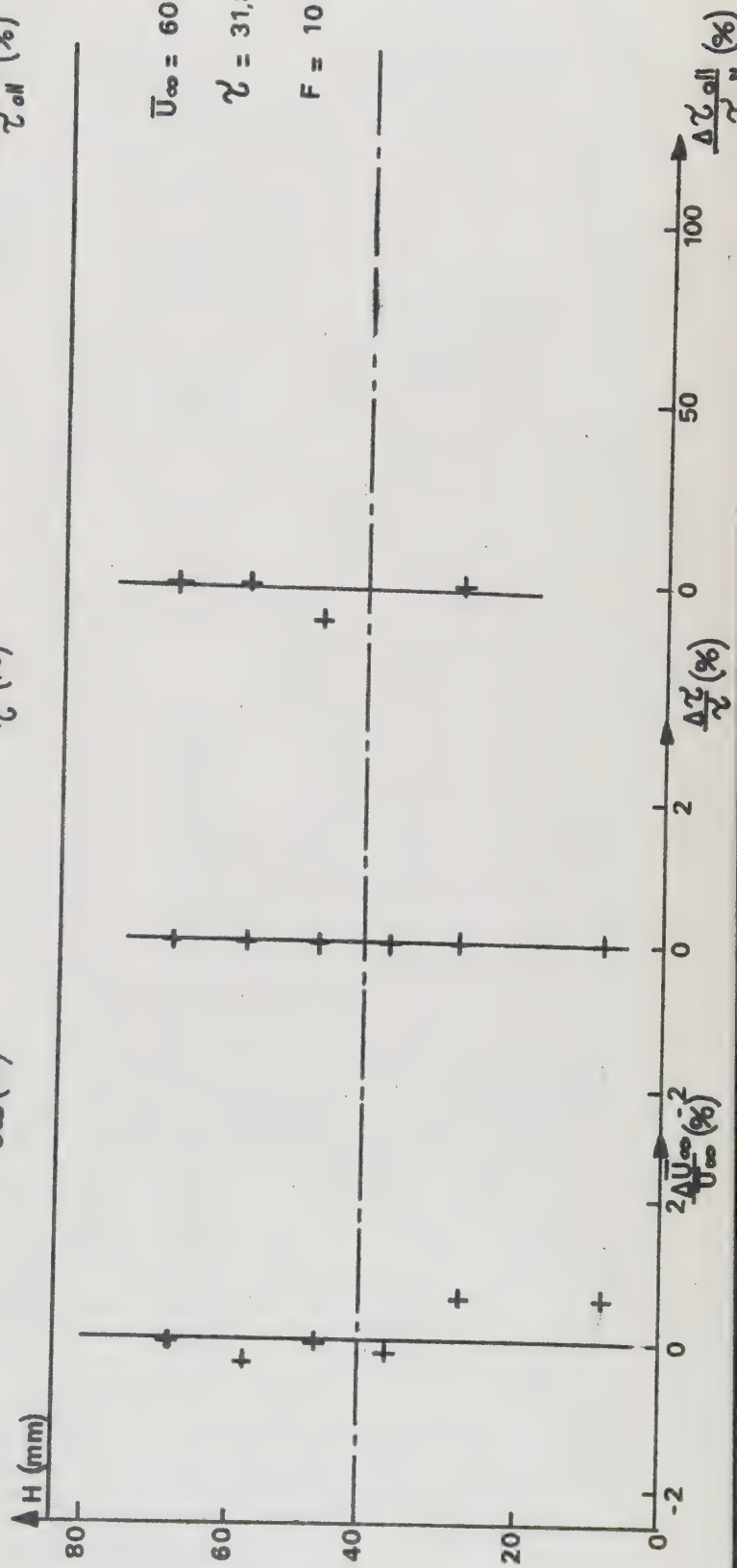
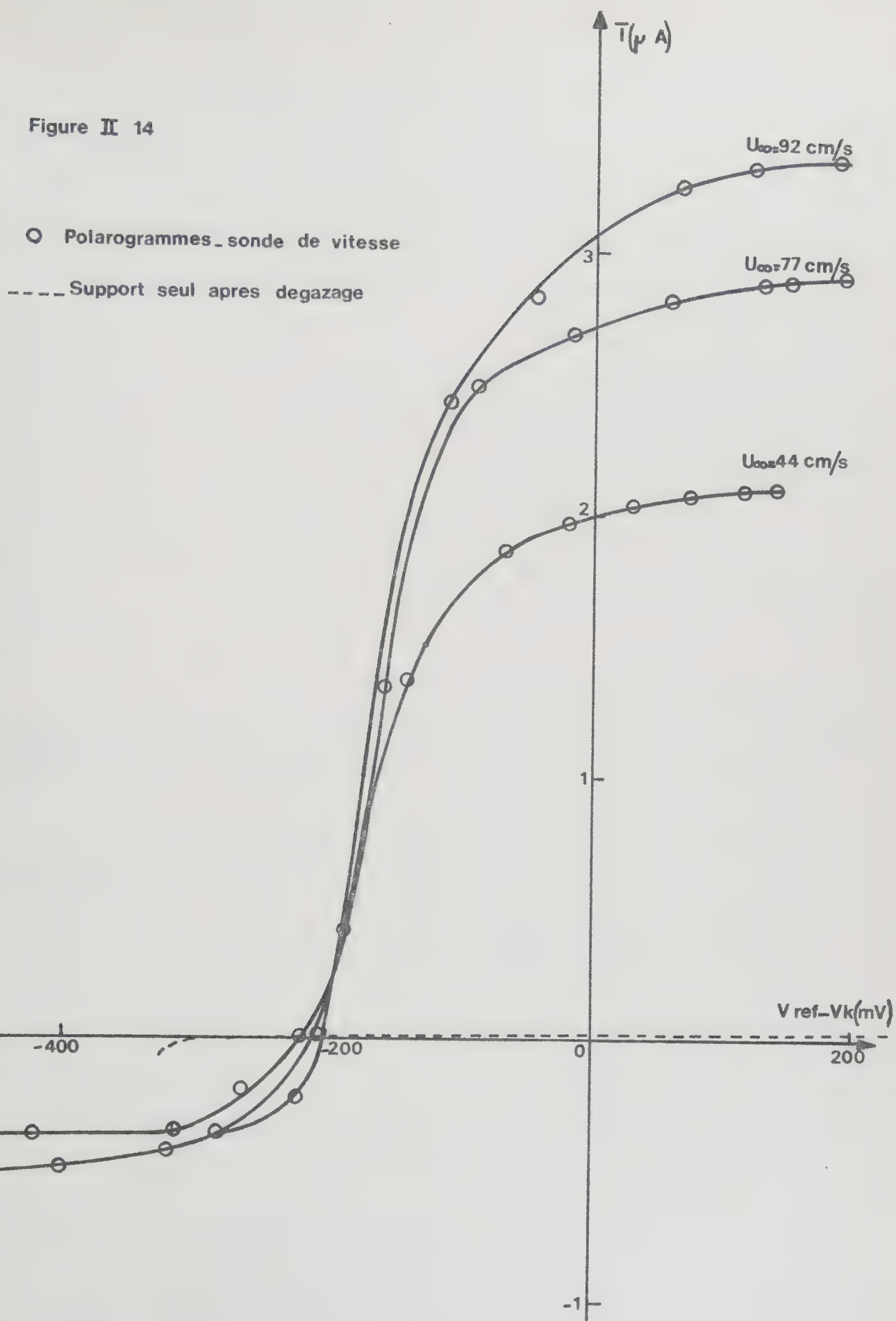


Figure II 14



On constate sur ceux-ci que les paliers ne sont pas exactement horizontaux. LEBOUCHE a déjà constaté ce phénomène. Après avoir défini le potentiel de demi-vague comme celui correspondant à la moyenne des courants de palier, et montré que ce potentiel ne dépend pas des concentrations respectives en forme oxydante et en forme réductrice, cet auteur propose une correction pour tenir compte des différences de pente entre les deux paliers. Cependant, au vu des polarogrammes, il nous a semblé que l'erreur commise en omettant cette correction est négligeable. Il faut d'ailleurs remarquer que celle-ci aurait été pratiquement impossible à mettre en oeuvre.

La hauteur des paliers dépend de plus de la surface de l'électrode.

Pour toutes les électrodes que nous avons employées, nous avons tracé quelques polarogrammes de mise en route. Il faut noter que les électrodes présentent une évolution au cours du temps.

Mais au bout de quelques heures de vieillissement, elles fonctionnent de manière très stable.

2. ETALONNAGE DES SONDES HEMISPHERIQUES

LEBOUCHE (31) a montré que le coefficient de transfert d'une telle sonde est proportionnel à la racine carrée de la vitesse à l'amont. Nous avons donc tracé la courbe $I = f(\sqrt{U_{\infty}})$. Les points obtenus s'alignent sensiblement (fig.II.12).

3. PRECISION DES CALCULS

Les calculs essentiels concernent le gradient local moyen de vitesse, les taux et les fréquences de pulsation.

PRECISION SUR LE GRADIENT REDUIT MOYEN DE VITESSE A LA PARDI

Le gradient réduit s'exprime sous la forme réduite adimensionnelle classique :
$$\xi = \frac{\bar{S} d}{2\bar{U}_{\infty} \sqrt{Re}}$$

où $\bar{S}$ a été défini au chapitre I ,

La précision sur ξ est donc conditionnée par de nombreux facteurs, puisque

$$\left| \frac{\Delta \xi}{\xi} \right| \leq 3 \left| \frac{\Delta \bar{I}}{\bar{I}} \right| + 3 \left| \frac{\Delta C_{\infty}}{C_{\infty}} \right| + 3 \left| \frac{\Delta s_0}{s_0} \right| + \left| \frac{\Delta L}{L} \right| + 2 \left| \frac{\Delta D}{D} \right| + \frac{3}{2} \left| \frac{\Delta \bar{U}_{\infty}}{\bar{U}_{\infty}} \right| + \frac{1}{2} \left| \frac{\Delta \nu}{\nu} \right| + \left| \frac{\Delta d}{d} \right|$$

Certains termes apparaissent comme prépondérants, notamment ceux relatifs au calcul de $\bar{K}$.

Erreur sur $\bar{I}$: la mesure de $\bar{I}$ s'effectue par l'intermédiaire de l'amplificateur opérationnel et de l'intégrateur. Le facteur essentiel d'erreur réside dans l'incertitude sur le temps d'intégration.

Des essais successifs, pour des temps d'intégration de 30 s, ont permis d'estimer l'erreur à 1 % environ. Il faudrait en outre tenir compte de l'erreur due à la non horizontalité des paliers polarographiques.

Erreur sur s_0 : elle a été estimée précédemment à 4 % environ

Erreur sur C_{∞} : la concentration mesurée au spectrophotomètre est lue avec une incertitude $\frac{\Delta C_{\infty}}{C_{\infty}} \leq 2 \%$

Finalement l'incertitude sur $\bar{K}$ s'avère donc de 7 % au maximum.

Les autres erreurs ont moins d'importance.

On a vu que $\left| \frac{\Delta L}{L} \right| \leq 2 \%$, $\left| \frac{\Delta v}{v} \right| \leq 1 \%$, $\left| \frac{\Delta D}{D} \right| \leq 1,5\%$

$\left| \frac{\Delta d}{d} \right|$ est négligeable, le diamètre du cylindre étant connu à quelques centièmes de millimètre près.

Erreur sur $\bar{U}_\infty$: on a vu qu'en écoulement permanent $\left| \frac{\Delta \bar{U}_\infty}{\bar{U}_\infty} \right| \leq 1 \%$ pour une vitesse pas trop faible.

En écoulement pulsé, puisque l'on procède par comparaison, à cette erreur s'ajoute l'erreur de mesure sur $\bar{I}$, soit 1 %.

Finalement, on trouve pour $\left| \frac{\Delta \xi}{\xi} \right|$ une erreur totale :

$$\left| \frac{\Delta \xi}{\xi} \right| \leq 30 \% \text{ environ.}$$

Il semble donc que des mesures absolues requièrent le plus grand soin dans la conduite des expériences. En particulier, une sonde trop neuve fournit parfois des résultats inexacts par défaut, ce qui correspondrait à l'existence de micropoisons sur la surface de l'électrode.

Il faut cependant remarquer que, pour une série de mesures, toutes les erreurs, à l'exception de celle sur $\bar{I}$, interviennent de manière constante. Il suffit donc de déterminer une valeur du gradient de vitesse, en particulier la valeur maximum, les autres valeurs pouvant s'obtenir par un rapport élevé à la puissance trois.

PRECISION SUR LA FREQUENCE

La mesure de la fréquence imposée s'effectue au compte-tours, et l'incertitude sur celle-ci est de l'ordre de quelques tours par minute. D'autre part, la précision obtenue à l'analyseur de fréquences peut-être estimée à 2 ou 3 % environ.

PRECISION DANS LA DETERMINATION DES TAUX DE PULSATION

Dans la suite de cette étude, nous serons amenés à distinguer plusieurs types de taux de pulsation.

1°) Le taux extérieur de vitesse, rapporté à la fréquence fondamentale de pulsation, soit τ .

2°) Le taux pariétal de pulsation sur le cylindre.

Pour ce dernier, on distingue également le taux global $\tau_{p\text{ all'}}$ qui vaut $\frac{\sqrt{s-2}}{s}$, et le taux local rapporté à la fréquence fondamentale de pulsation. (τ_p)

La détermination de ces taux est sujette à deux types d'erreur

- Erreur de mesure

La mesure s'effectuant à l'analyseur de fréquences, et, compte-tenu des fluctuations éventuelles, nous l'estimons à quelques pour-cent.

- Erreur due à la méthode

L'étude menée au chapitre I.C. a mis en évidence que l'amortissement dû à l'inertie de la couche-limite de diffusion peut-être important, en particulier au point d'arrêt. Nous avons alors été conduits à différencier deux taux :

- le taux brut de mesure, en hypothèse quasi-stationnaire

Lors de nos mesures, il nous est arrivé d'atteindre localement des taux très importants, nous n'avons pas par conséquent, utilisé le modèle linéaire $\frac{\sqrt{k^2}}{K} = \frac{1}{3} \tau_p$. Nous avons poussé le développement jusqu'au terme en puissance 5 ; les valeurs de $\frac{\sqrt{k^2}}{K}$ ont alors été tabulées par une méthode d'approximations successives.

- le taux corrigé, affecté de l'indice " ' ", qui prend en compte l'inertie de la sonde, quand il est possible de l'estimer.

Nous avons en particulier appliqué la correction proposée par LEBOUCHE pour calculer le taux de pulsation de vitesse par la sonde hémisphérique.

La formule de correction proposée s'écrit

$$\tau' = \frac{\sqrt{u^2}}{\bar{U}} = 2 \frac{\sqrt{k^2}}{\hat{K}} \cdot \frac{1}{1 - 0,0285 Sc^{2/3} (\lambda^2/4)}$$

où $\lambda = 2\pi fd/\bar{U}_\infty$

Cette formule n'est valable qu'aux faibles fréquences.

CHAPITRE III

ETUDE HYDRODYNAMIQUE EN REGIME PERMANENT

Afin de tester la méthode par comparaison avec les résultats antérieurs, nous avons tout d'abord étudié l'écoulement sur la paroi du cylindre en régime permanent.

A. MESURE DU GRADIENT PARIETAL MOYEN DE VITESSE.

Nous avons exprimé ce gradient sous la forme réduite

$$\xi = \frac{\bar{S} d}{2\bar{U}_{\infty} \sqrt{R_e}} \quad \text{avec} \quad \bar{S} = \bar{K}^3 \frac{L}{(0,807)^3 D^2}$$

Plusieurs paramètres conditionnent la valeur du gradient moyen de vitesse, outre la position de l'électrode :

- * la vitesse à l'amont
- * la géométrie de la sonde

De plus, l'importance de l'effet bouchon a une grande influence. Enfin, certains défauts éventuels de symétrie pouvaient exister, du fait du cylindre, de la sonde ou de l'écoulement incident.

Nous avons donc porté notre attention sur tous ces points. Le chapitre précédent traite de la mesure de $\bar{U}_{\infty}$, du repérage de l'angle au centre de la sonde en paroi. Nous considérerons les autres points.

1. VERIFICATION DE LA SYMETRIE.

Pour la sonde rectangulaire du cylindre II, nous avons procédé à une détermination complète sur les deux flancs du cylindre. (fig. III 1). La figure montre une bonne symétrie. Dans la suite, nous n'avons expérimenté que sur un seul flanc, en contrôlant néanmoins la symétrie par comparaison des maxima de gradients relatifs à chaque flanc du cylindre.

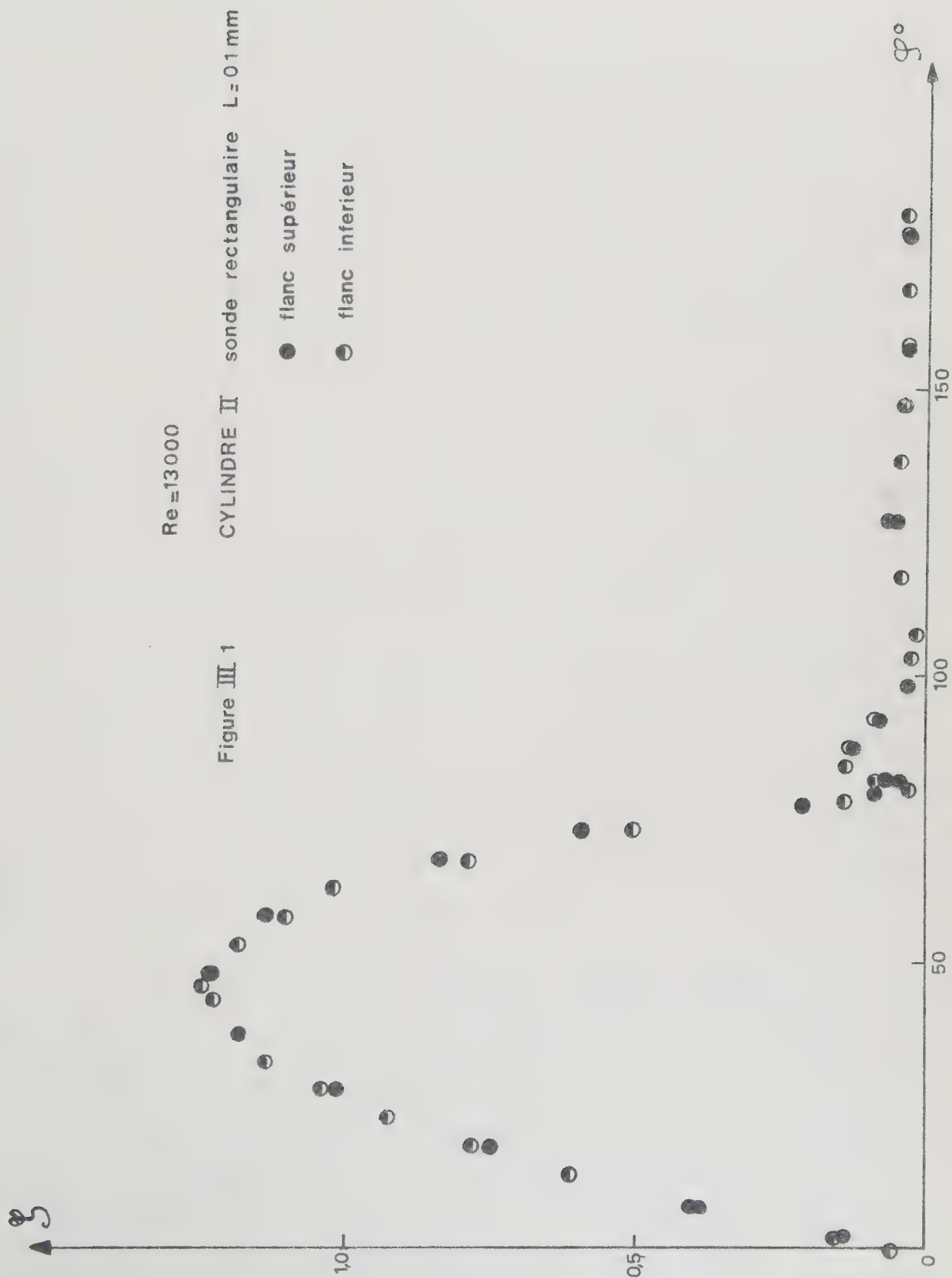
2. INFLUENCE DE LA GEOMETRIE DE LA SONDE.

Il est intéressant de comparer les résultats obtenus avec des sondes de formes et de tailles différentes. (fig. III 2).

La profondeur de l'électrode intervient évidemment dans la précision ponctuelle de la mesure, notamment aux points de décollement, ou dans le petit tourbillon secondaire qui suit le point de décollement.

La comparaison des résultats obtenus avec une électrode circulaire et une électrode rectangulaire met en évidence l'existence de phénomènes tridimensionnels. En effet, de par sa géométrie, l'électrode circulaire ne moyenne selon aucune direction privilégiée, et donne une idée de l'ampleur des perturbations tridimensionnelles. Au point d'arrêt amont, et en aval du point de décollement, on constate une différence de gradient mesuré entre les deux sondes, les autres paramètres étant égaux. La différence est très sensible dans la zone qui suit le petit tourbillon secondaire.

On peut penser que ces effets sont imputables au fait que le cylindre n'est pas infini.



3. INFLUENCE DU DIAMETRE DU CYLINDRE : EFFET BOUCHON.

Des trois cylindres de mesure utilisés, seul le plus petit ne présente pas d'effet bouchon appréciable, selon les études de RICHARDSON (46), confirmées par des mesures de SON et HANRATTY (5), et de MARTIN (45).

Les figures (III.4.) mettent en évidence l'influence de l'effet bouchon sur le gradient local moyen de vitesse. A partir de mesures de pressions, FROSSLING a calculé la répartition du gradient de vitesse pour un cylindre ne présentant pas d'effet bouchon. Les valeurs du gradient de vitesse obtenues pour le cylindre III, de rapport $d/H = 0,12$, correspondent sensiblement à celles déterminées par FROSSLING.

MARTIN, de la même manière que FROSSLING, a calculé le gradient de vitesse pour un cylindre de rapport $d/H = 0,25$ donc analogue à notre cylindre I. Les résultats de nos mesures concordent sensiblement, dans la couche-limite laminaire avec ceux de MARTIN.

Par contre, si l'on compare nos résultats avec ceux de SON et HANRATTY (5), on constate que ces derniers mesurent des valeurs du gradient supérieures aux nôtres, bien que leur rapport d/H ne soit que 0,062. Cette différence peut s'expliquer par la difficulté des mesures absolues. En effet, l'écart observé correspond à une différence sur la mesure du transfert de 5 à 6 %.

Sur la face arrière du cylindre, l'effet bouchon, se fait ressentir de manière plus importante, comme l'a constaté MARTIN (45) sur le transfert thermique moyen. Dans cette zone, la comparaison de nos résultats avec ceux de SON et HANRATTY impose quelques remarques. Les valeurs de ces derniers sont nettement supérieures aux nôtres dès que le nombre de Reynolds dépasse 5000, à tel point que pour un nombre de Reynolds égal à 20.000, la valeur de "gradient" qu'ils proposent pour $\varphi = 180^\circ$ est plusieurs fois égales à la nôtre.

Il faut cependant remarquer plusieurs faits :

- d'abord leurs valeurs sont généralement plus grandes.
- ils emploient des électrodes circulaires, d'assez grandes dimensions.

On est ainsi amenés à supposer que les effets tridimensionnels sont assez différents à forts nombres de Reynolds pour SON et HANRATTY (ils utilisent une veine rectangulaire tandis que nous avons une veine carrée). On ne peut pas non plus exclure à priori un effet d'échelle des sondes.

5. INFLUENCE DU NOMBRE DE REYNOLDS. (FIG. III.1. à III.6.)

Les profils de gradients de vitesse afférents à différentes valeurs du nombre de Reynolds montrent des évolutions diverses selon l'angle φ .

Dans la couche-limite laminaire, à l'exception du point d'arrêt et des points de séparation, le gradient réduit évolue très peu en fonction du nombre de Reynolds. Par une méthode d'interpolation sur 16 points compris entre 5° et 80° , nous avons déterminé numériquement les paramètres de l'équation.

$$\xi = \beta \left(\frac{x}{d}\right) + \gamma \left(\frac{x}{d}\right)^3 + \delta \left(\frac{x}{d}\right)^5 + \epsilon \left(\frac{x}{d}\right)^7 + O\left(\frac{x}{d}\right)^9$$

Nous avons donc supposé que $\xi = 0$ pour $\varphi = 0$; ce qui se justifie par le fait que l'équation (5) est valable à partir de 5° , comme l'indique HANRATTY.

Les résultats, consignés dans le tableau (I.1) font apparaître une légère évolution avec le nombre de Reynolds, le terme β et la valeur absolue de γ croissant également avec le nombre de Reynolds. Les termes δ et ϵ sont plus sujets à caution, et leur détermination nécessiterait beaucoup plus de points de mesures.

Le gradient maximum s'obtient pour des angles φ d'environ 48° , alors que la théorie exposée par SCHLICHTING (1) prévoit 58° . Nos résultats sont en bon accord avec ceux obtenus par différents expérimentateurs, tels FROSSLING et MARTIN, à partir de mesures locales de pressions. SON et HANRATTY trouvent un angle de gradient maximum très légèrement supérieur, de l'ordre de 50° .

La relation (5) qui lie le coefficient de transfert au gradient pariétal de vitesse n'est valable que dans la couche limite laminaire. Au point d'arrêt amont, la mesure fournit une valeur de gradient de vitesse non nulle. Ce point d'arrêt est de plus instable comme le prouvent des fluctuations importantes sur le voltmètre.

De même au point de décollement, le gradient mesuré n'est pas nul, car les lois de transfert n'y sont plus valables ; en particulier, l'hypothèse linéaire pour le profil de vitesse n'est plus adéquate. Les électrodes n'étant pas infiniment étroites, il serait de toutes façons impossible d'obtenir une vitesse nulle. Enfin, ce point de décollement est instable. Une énergie très faible suffit à le déplacer ; notamment, il est certain que le décrochement des tourbillons, et les effets tridimensionnels perturbent périodiquement cette zone de décollement.

Nous avons porté les valeurs de l'angle moyen de séparation en fonction du nombre de Reynolds (fig. III.8). On constate qu'il décroît en fonction de ce dernier. D'autre part, il croît notablement avec l'effet bouchon pour un même nombre de Reynolds. Les angles de séparation mesurés par SON et HANRATTY sont sensiblement supérieurs aux nôtres, surtout aux nombres de Reynolds les plus élevés bien que le rapport d/H soit très faible.

Figure III 2

CYLINDRE III Re = 10400 $d/H = 0,12$

+ sonde rectangulaire $L = 0,05$ mm

Δ " " $L = 0,1$ mm

$\bullet$ " circulaire $d_0 = 0,5$ mm

--- Frössling

$\circ$ Son Re = 10000 $d/H = 0,062$
electrode circulaire

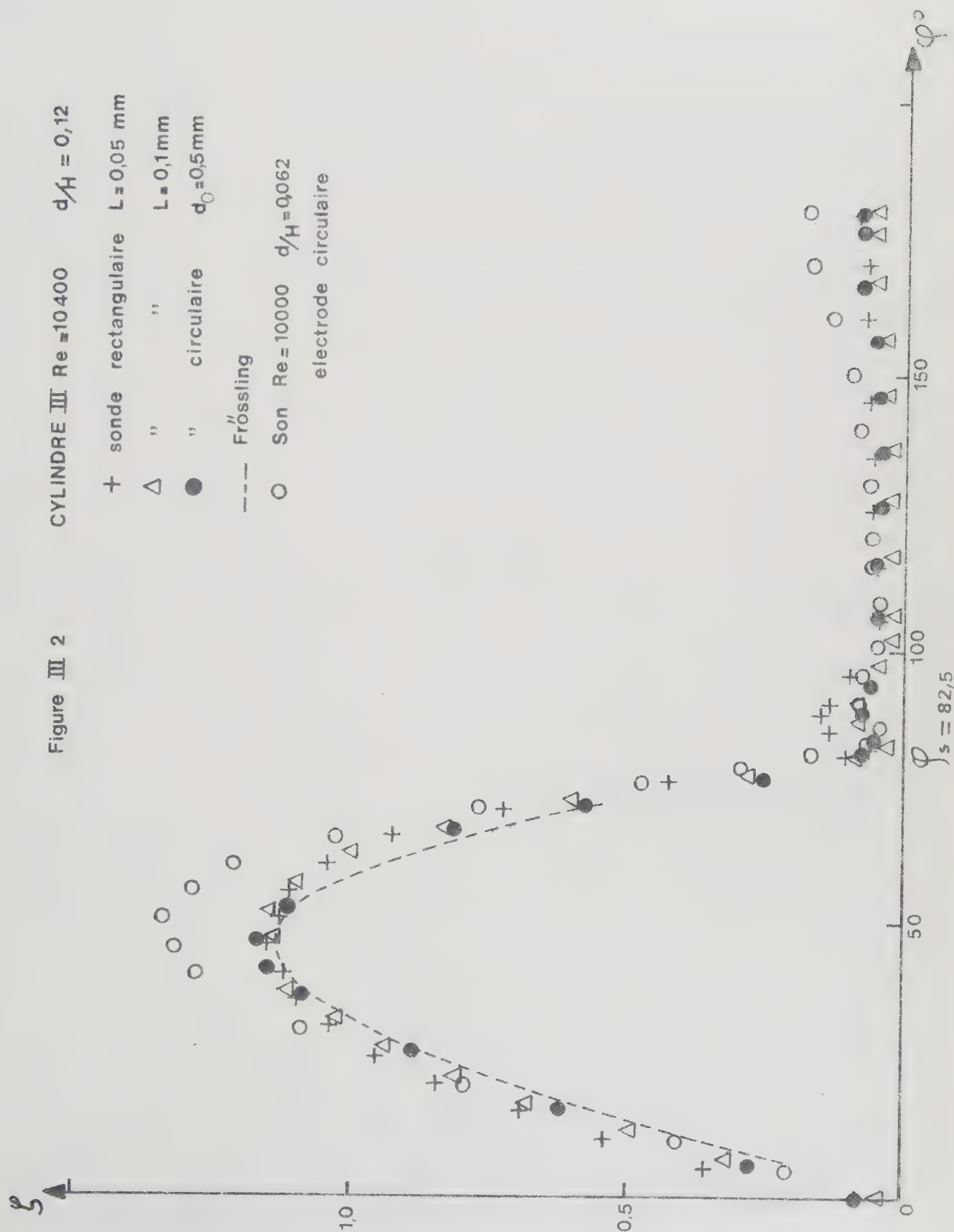


TABLEAU D'INTERPOLATION

LINDRE II

		β	γ	δ	ϵ
Re = 5100	Sonde rectangulaire	2,066	-0,646	-0,282	0,060
Re = 9600	" "	2,307	-1,591	0,634	-0,203
Re = 9600	Sonde circulaire	2,264	-1,086	-0,002	-0,003
Re = 15.500	Sonde rectangulaire	2,551	-1,710	0,328	-0,061
Re = 28.000	" "	2,693	-2,098	0,792	-0,210

LINDRE III

Re = 4100	Sonde rectangulaire	2,333	-1,710	0,629	-0,159
Re = 9600	Sonde circulaire	2,647	-2,626	1,398	-0,378
Re = 10.400	" "	2,224	-1,300	0,167	-0,031

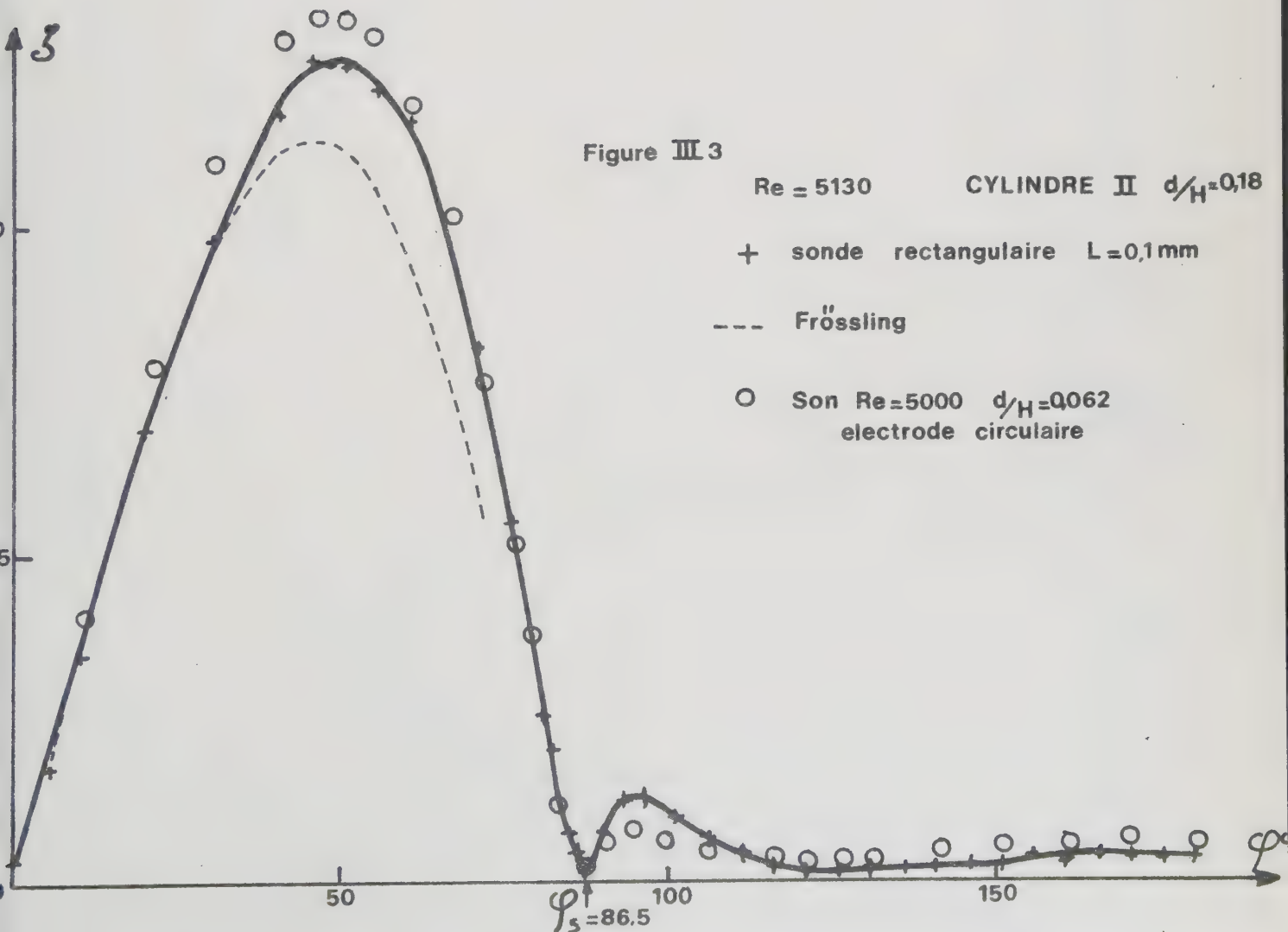


Figure III 4

CYLINDRE II $Re = 9600$ $d/H = 0,18$

● sonde circulaire $d_0 = 0,5 mm$

△ sonde rectangulaire $L = 0,1 mm$

CYLINDRE III $d/H = 0,12$

▲ sonde rectangulaire $L = 0,05 mm$

--- Frössling

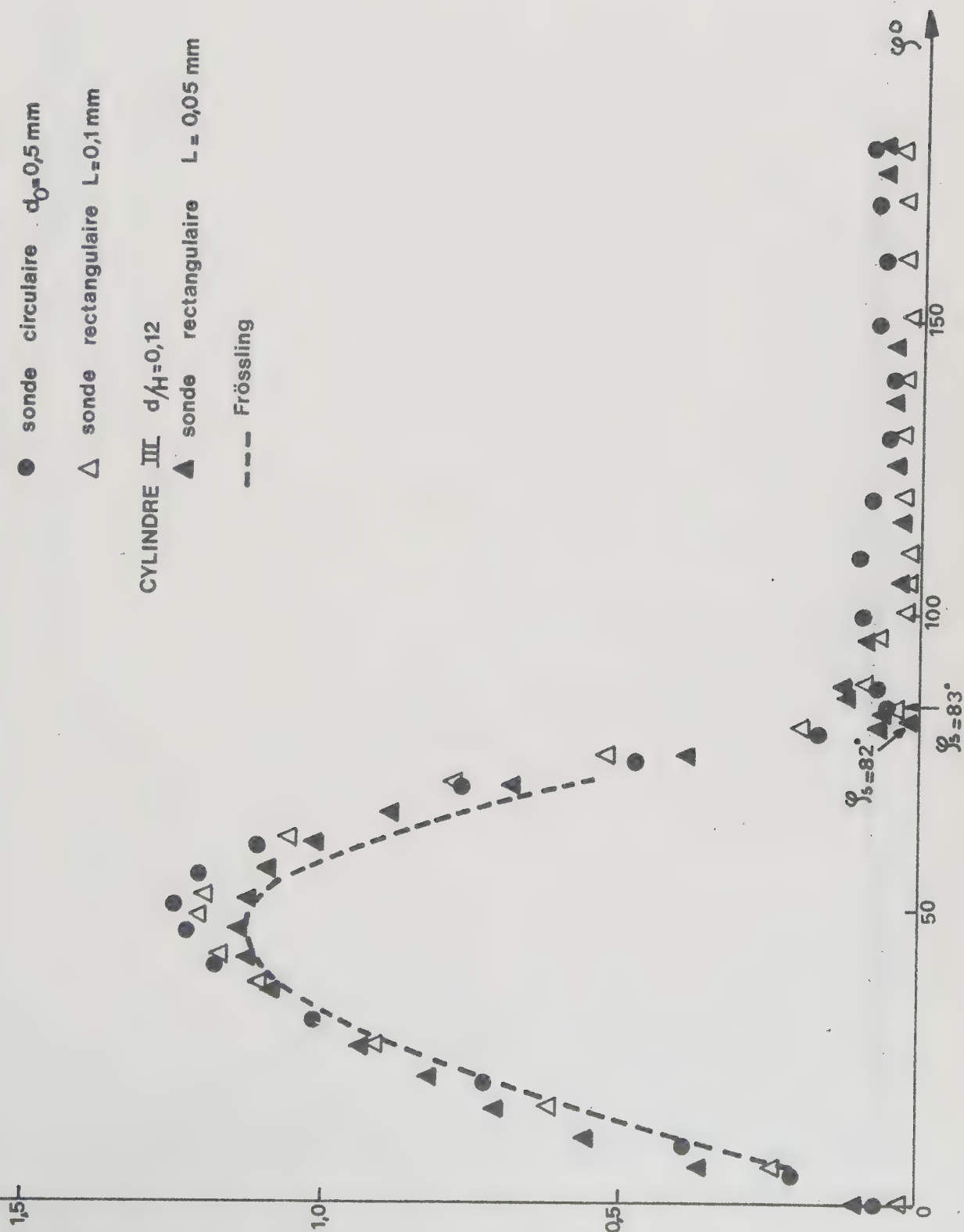
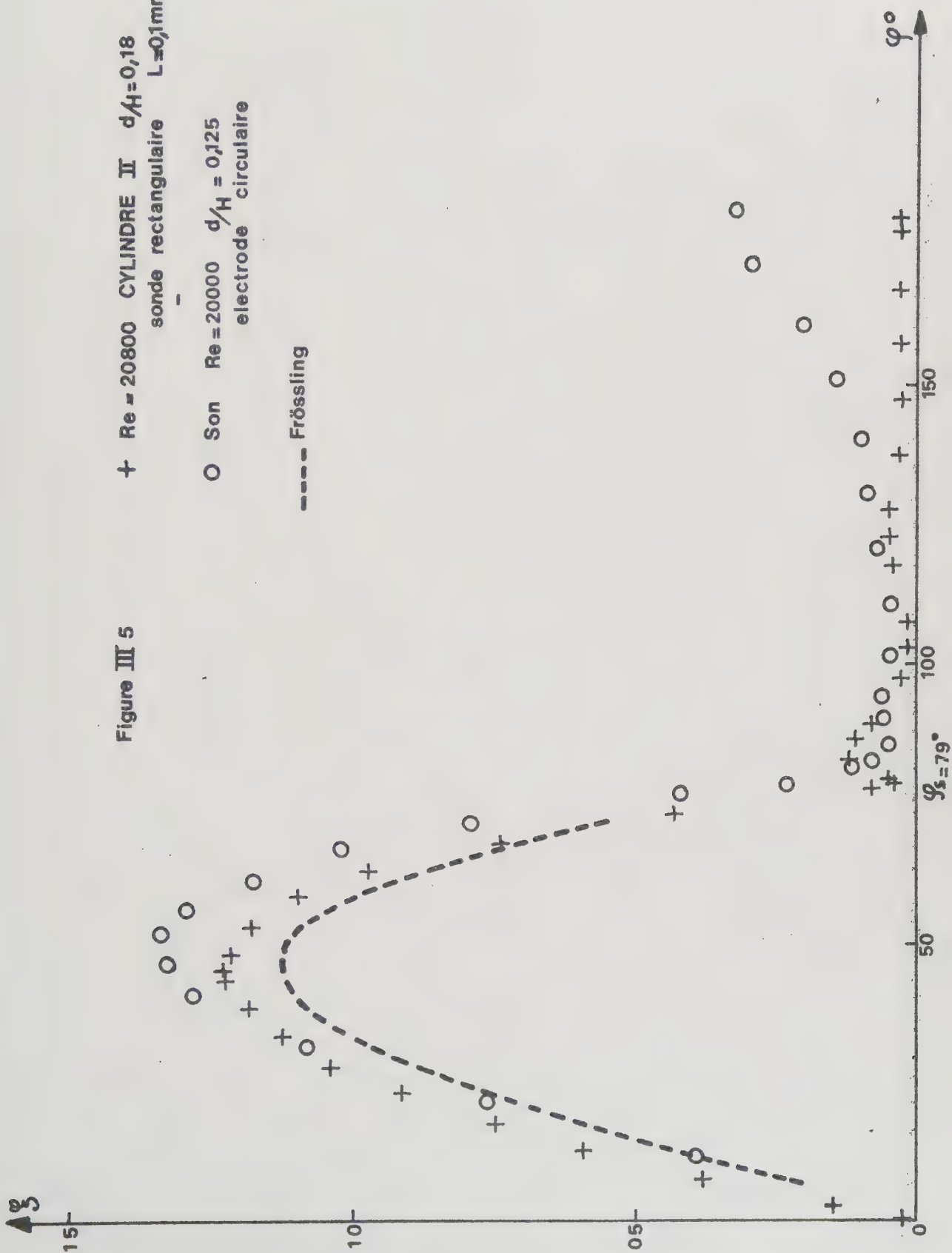


Figure III 5

+ Re = 20800 CYLINDRE II $d/H = 0,18$
sonde rectangulaire $L = 0,1\text{mm}$

O Son Re = 20000 $d/H = 0,125$
electrode circulaire

----- Frössling



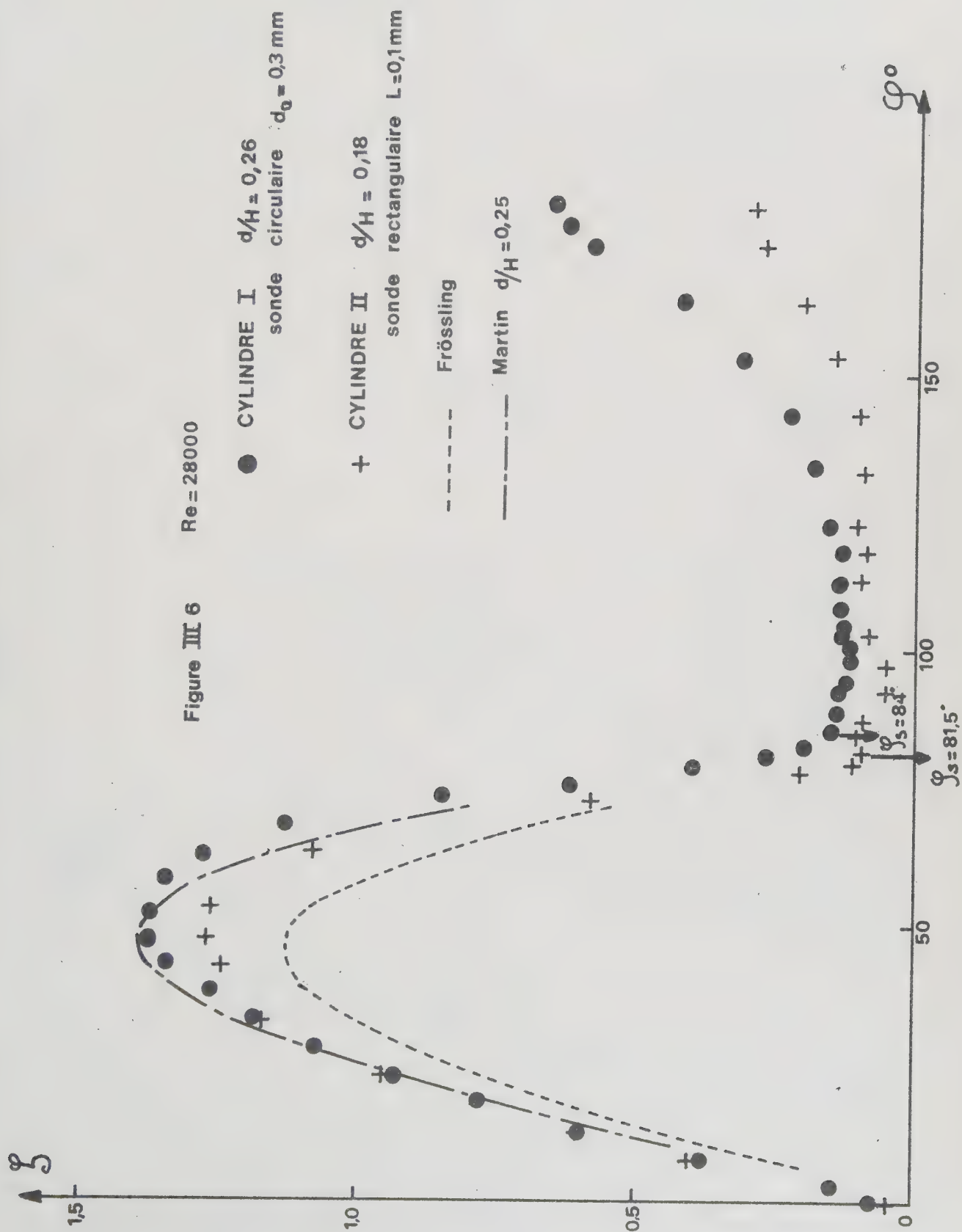


Figure III 7

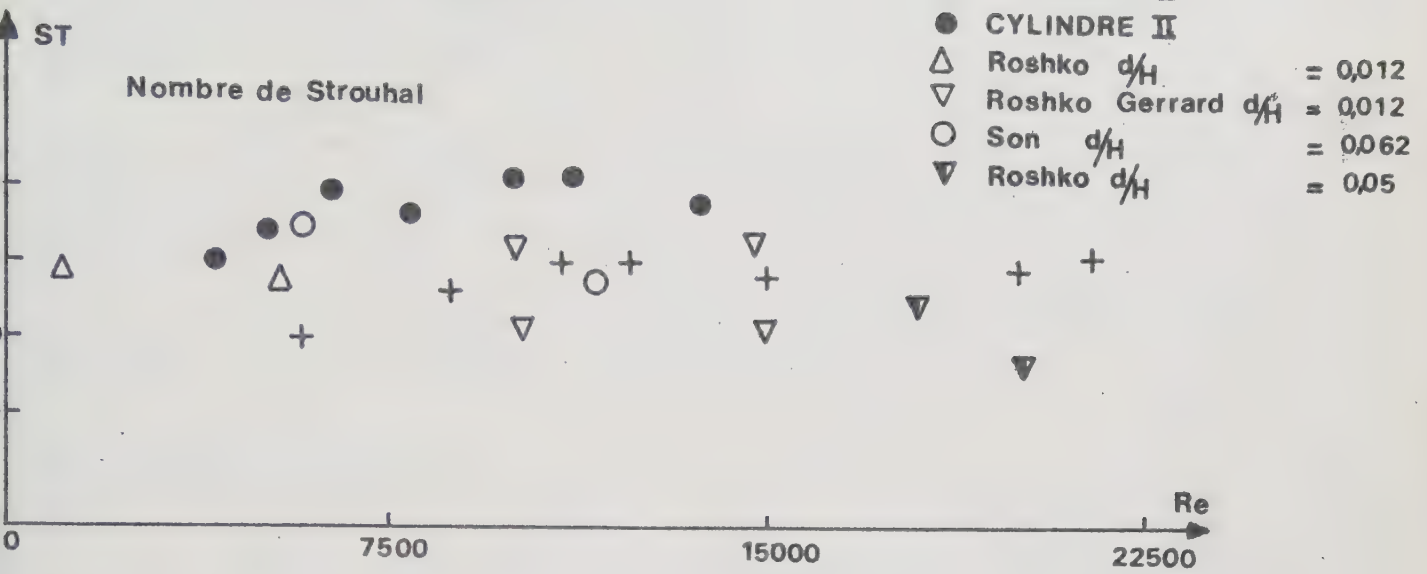
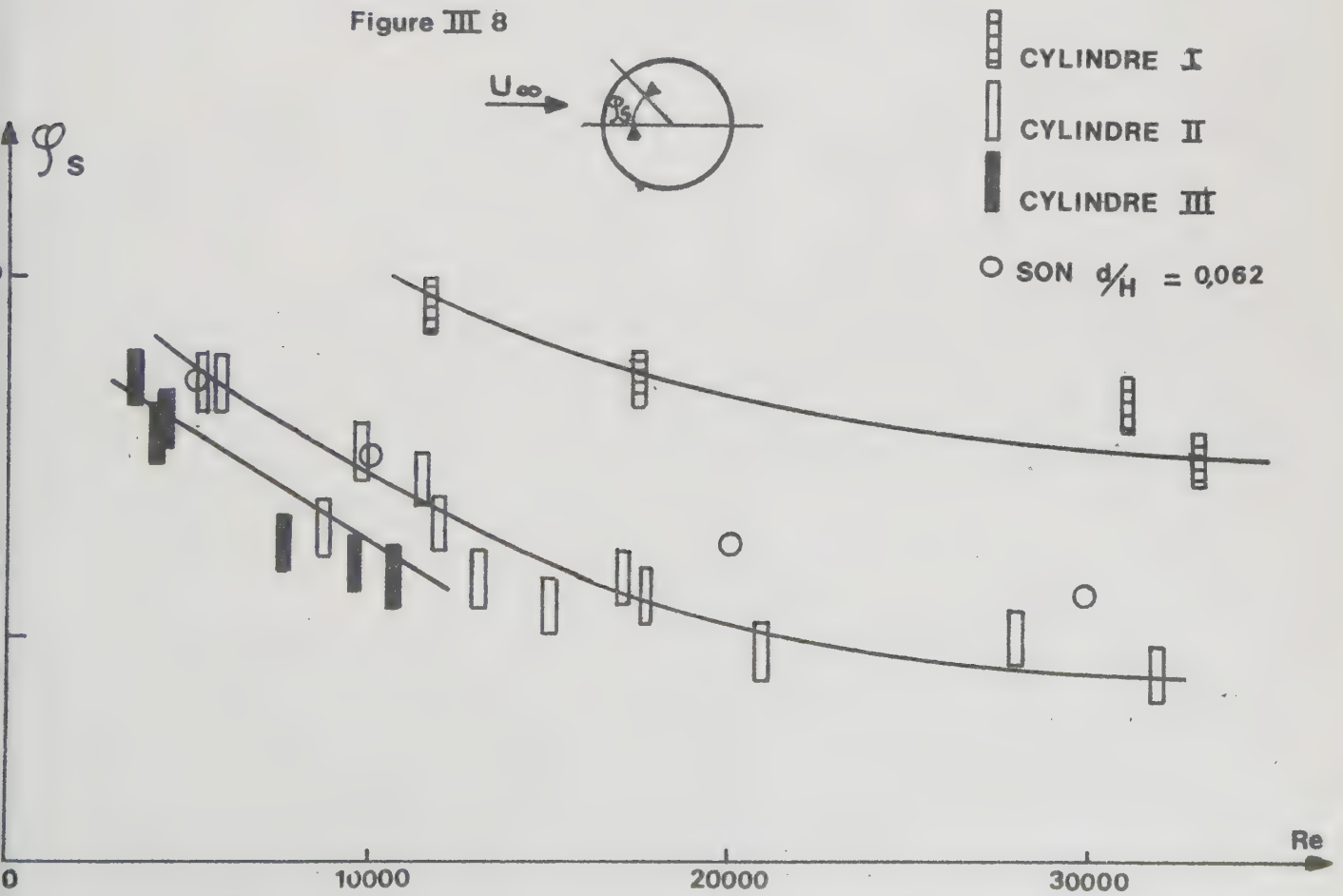


Figure III 8



On peut s'interroger sur la validité de la transposition des résultats en termes de gradient de vitesse au delà du point de décollement. Nous avons supposé, comme SON et HANRATTY, l'existence d'une sous couche-limite sur la face arrière du cylindre. La minceur de la couche-limite de diffusion permet de supposer qu'une telle condition est toujours réalisée.

Les sondes que nous avons utilisées n'indiquent pas la direction de l'écoulement. On constate que les gradients sur la face arrière du cylindre restent faibles, quand l'effet bouchon est faible.

Pour les nombres de Reynolds supérieurs à 20.000, il croît également pour des angles φ supérieurs à 150° .

B. MESURES INSTANTANÉES

Après avoir mesuré la valeur moyenne du gradient pariétal de vitesse moyenne, nous nous sommes intéressés aux valeurs fluctuantes.

Le signal délivré par l'amplificateur opérationnel a été photographié pour différentes valeurs de l'angle φ , et différentes vitesses. Ces photos ont été calquées sur papier (fig.III.9.10.12.13).

Sur toutes ces photos, on constate l'existence d'un phénomène périodique, qui se superpose à la composante continue du transfert, et qui adopte plusieurs aspects selon l'angle φ .

On a vu au chapitre I. A. que le décrochement des tourbillons derrière le cylindre s'effectue à une fréquence unique pour un nombre de Reynolds fixé. Cette fréquence mesurée par de nombreux auteurs (8.56.), le plus souvent par insertion d'un fil chaud dans le sillage, est identique à celle mesurée sur notre signal, comme le prouvent les figures. (III.12).

1^o SERIE :

Variation avec l'angle φ pour un nombre de REYNOLDS fixe.

(fig.III.7).

Dans la zone tourbillonnaire elle-même, comprise du point d'arrêt aval au petit tourbillon secondaire induit, la composante fluctuante du signal est brouillée, d'amplitude peu régulière. L'analyse (figure III.11) spectrale de ces signaux fait ressortir un pic de fréquence, correspondant à la fréquence de STROUHAL mesurée par d'autres chercheurs (8.56). Au point d'arrêt aval, on distingue de plus un pic à la fréquence double. Ce fait, déjà noté par ROSHKO dans l'axe de symétrie du sillage, correspond au passage alterné des deux tourbillons. Ces pics de fréquence émergent au milieu d'un niveau de turbulence assez fort, décroissant lentement, puisqu'à 200 Hz, on distingue un niveau encore relativement important.

(*)
L'étude du spectre est assez difficile par ailleurs, en raison de l'amortissement introduit par la couche-limite de diffusion d'une part, et de la difficulté de définir le spectre lorsqu'apparaît un pic de fréquence au milieu d'un niveau continu d'autre part.

(*) Note sur les analyses spectrales

L'établissement de la densité de puissance spectrale normée suppose que le spectre de fréquences analysé est continu. Ceci n'est jamais le cas au cours de nos travaux, puisque, même en régime permanent, on distingue des fréquences discrètes. ROSHKO (8) sépare l'énergie du pic de fréquence pour calculer les spectres dans le sillage d'un cylindre.

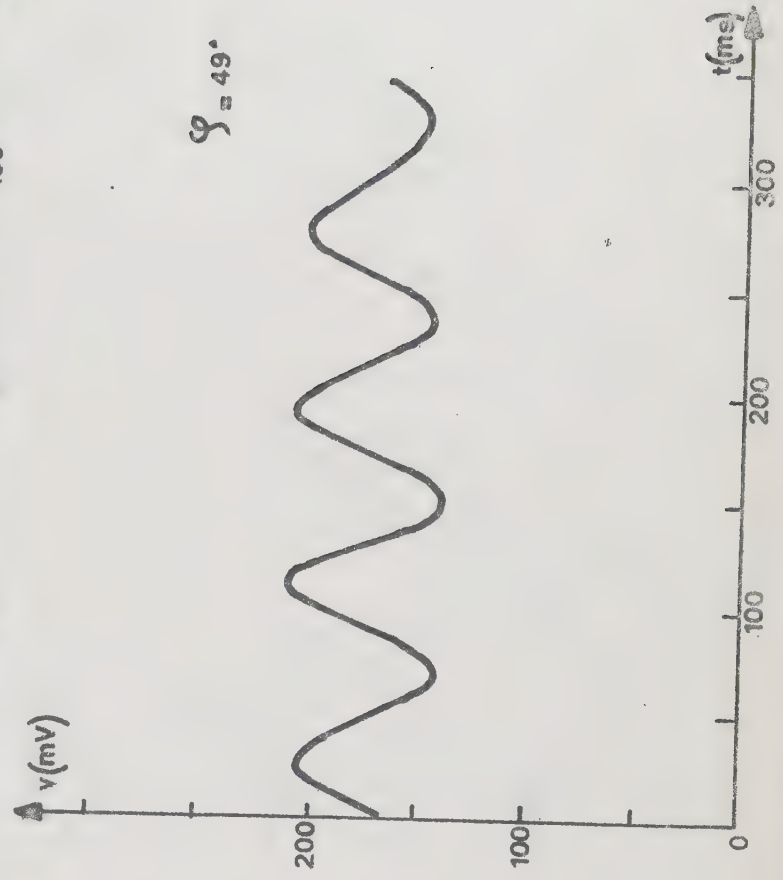
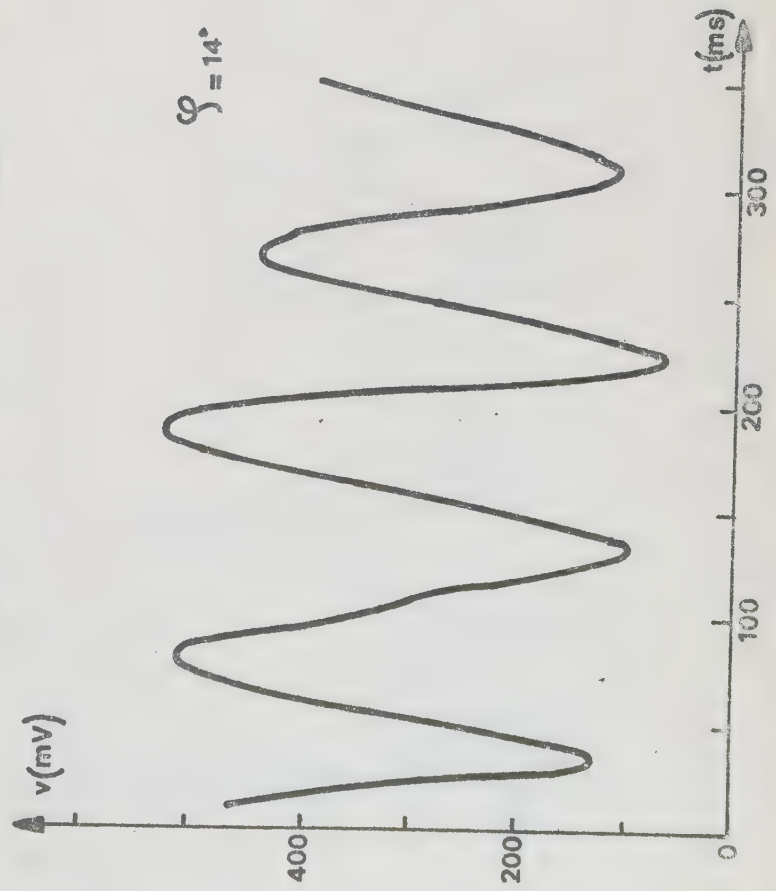
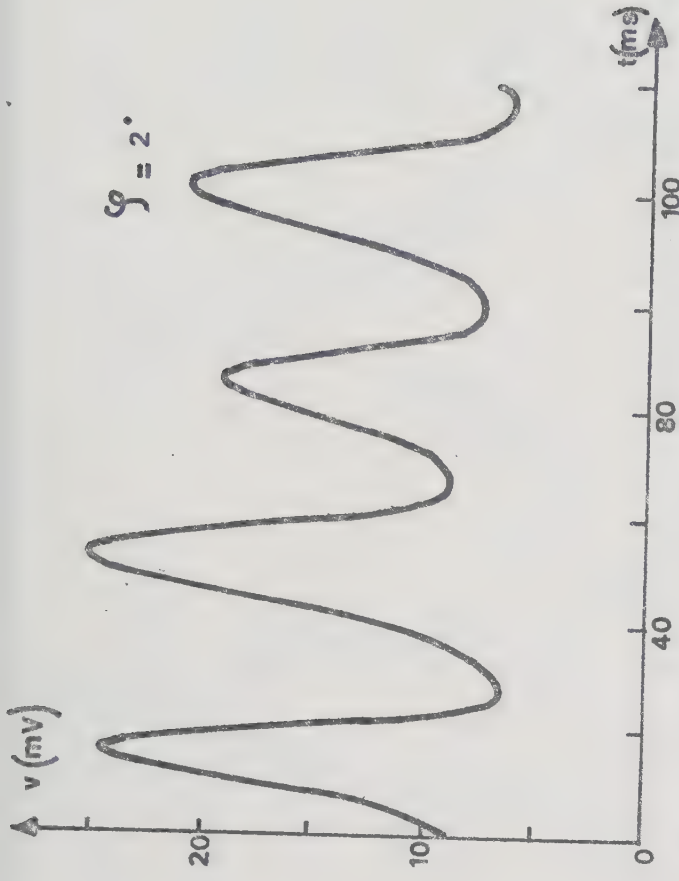
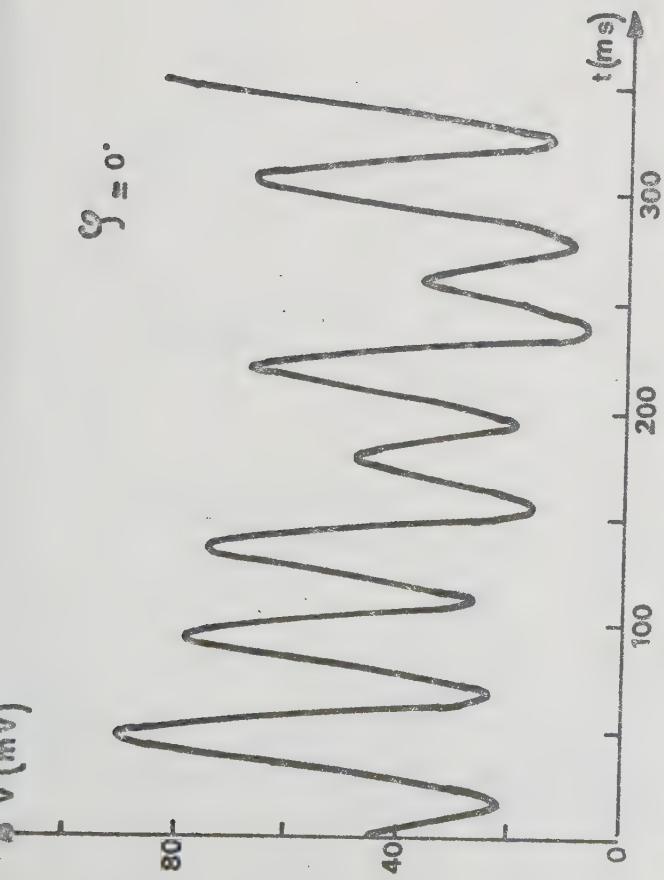
Cependant, cette distinction, correspondant à la définition mathématique du spectre, disparaît dès qu'on envisage une mesure physique ; d'autant que la séparation serait arbitraire dans notre cas. Nous définissons donc la fonction densité de puissance comme

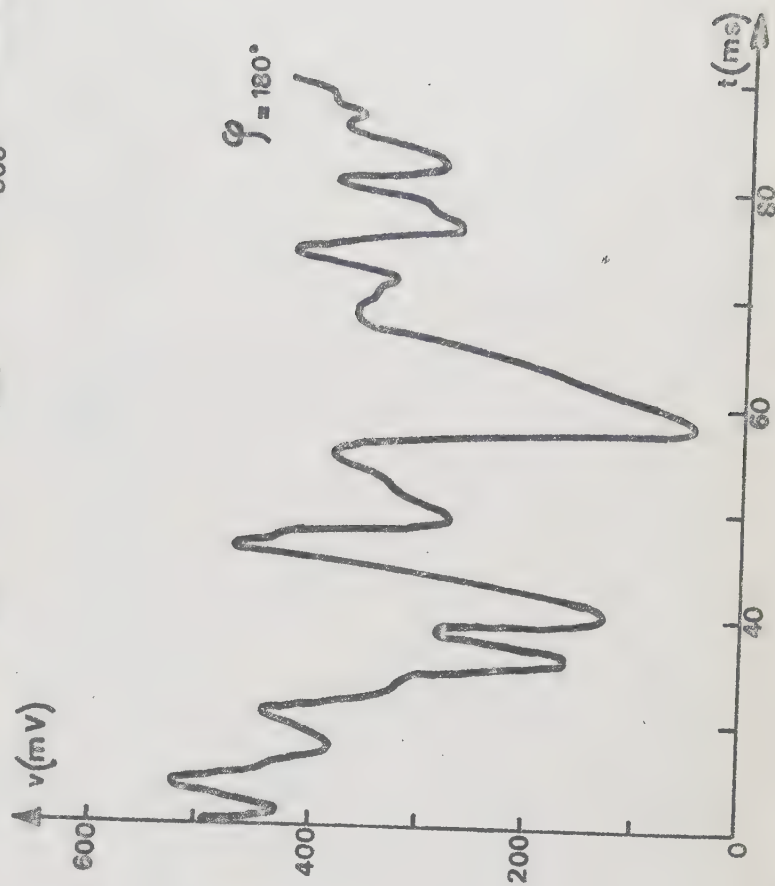
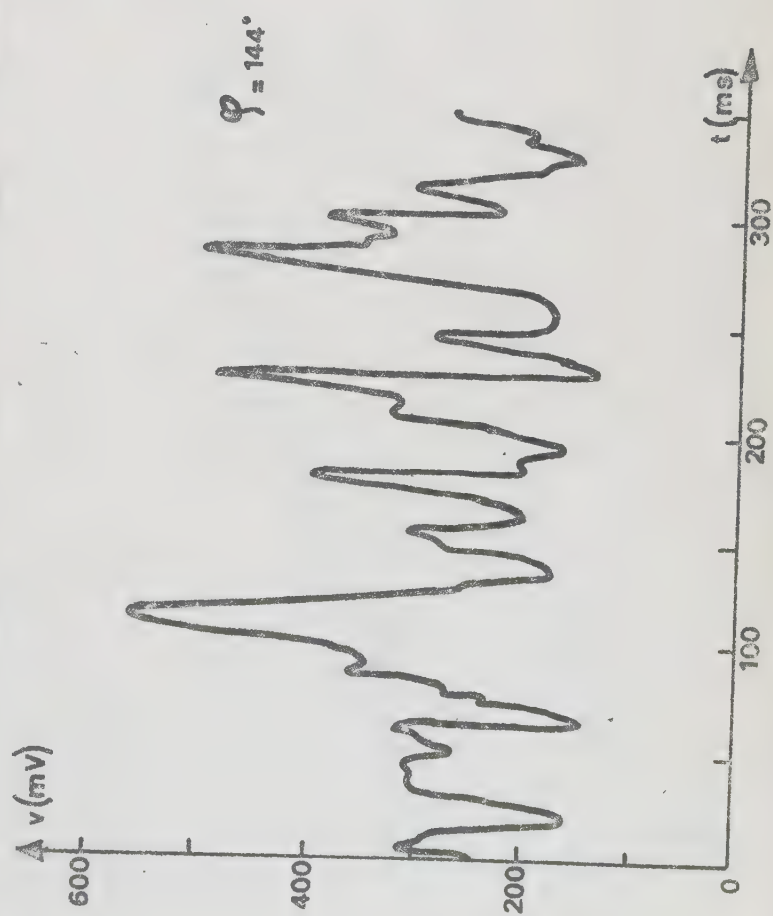
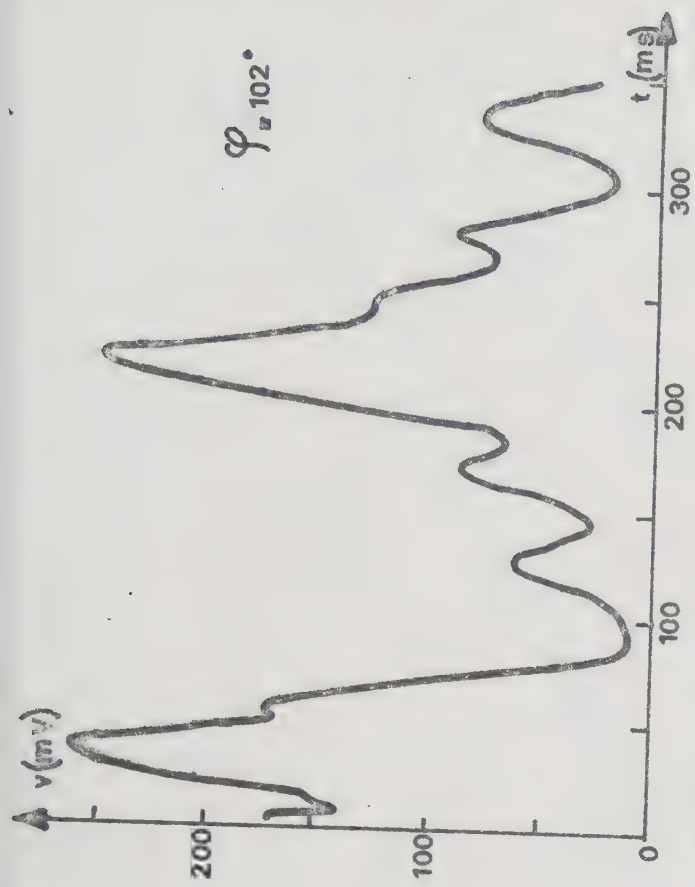
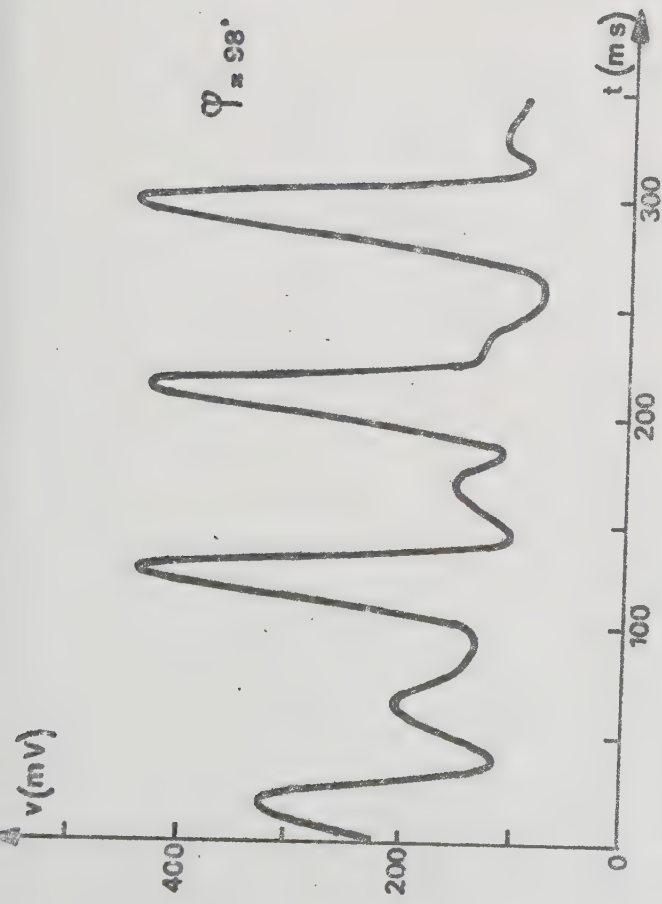
$$g(f) = \left(\frac{V_f}{V_{all}} \right)^2 \cdot \frac{1}{\Delta f} \text{ où } V_f \text{ est la}$$

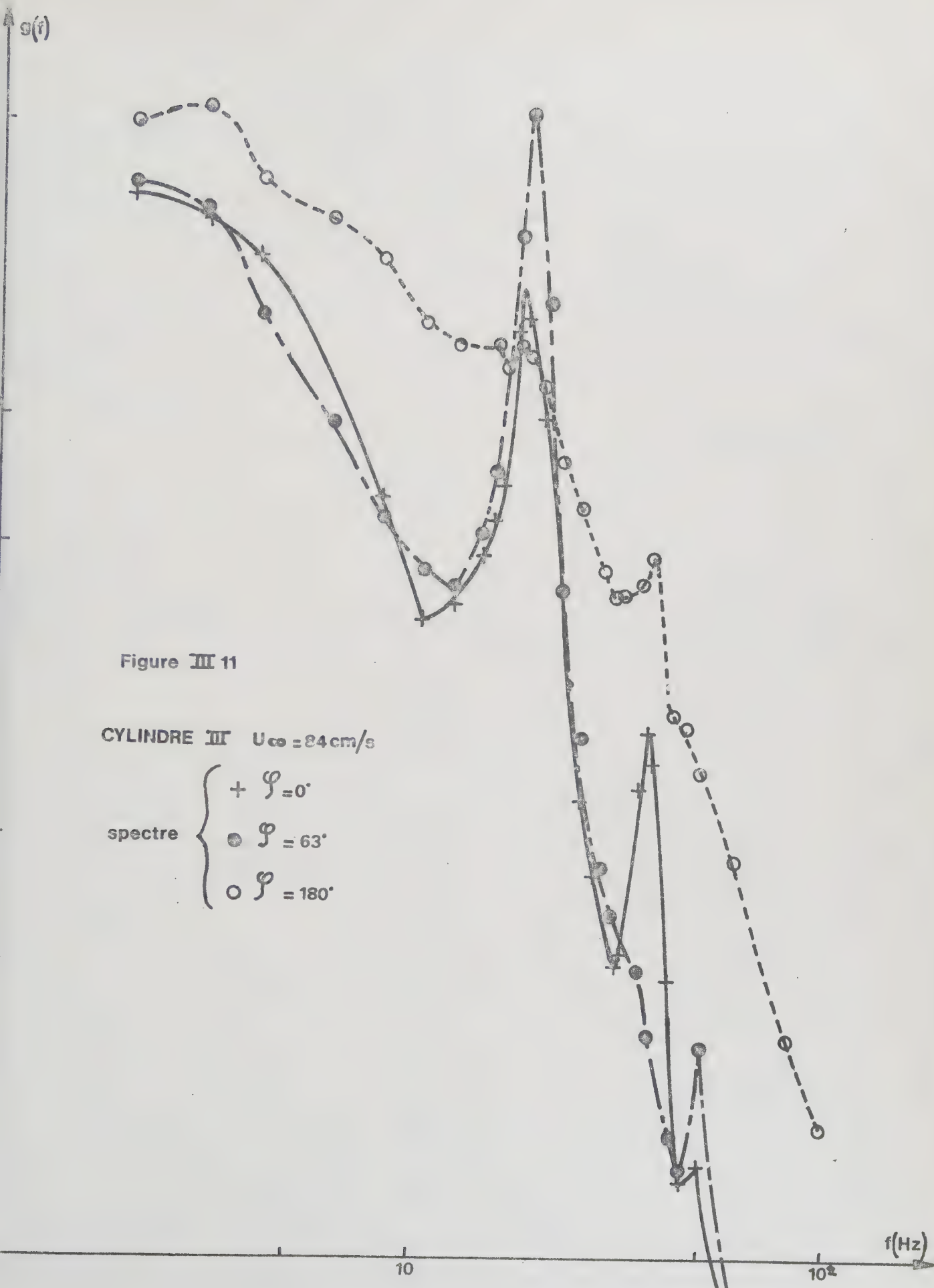
tension, filtrée à la fréquence f , lue sur l'analyseur.

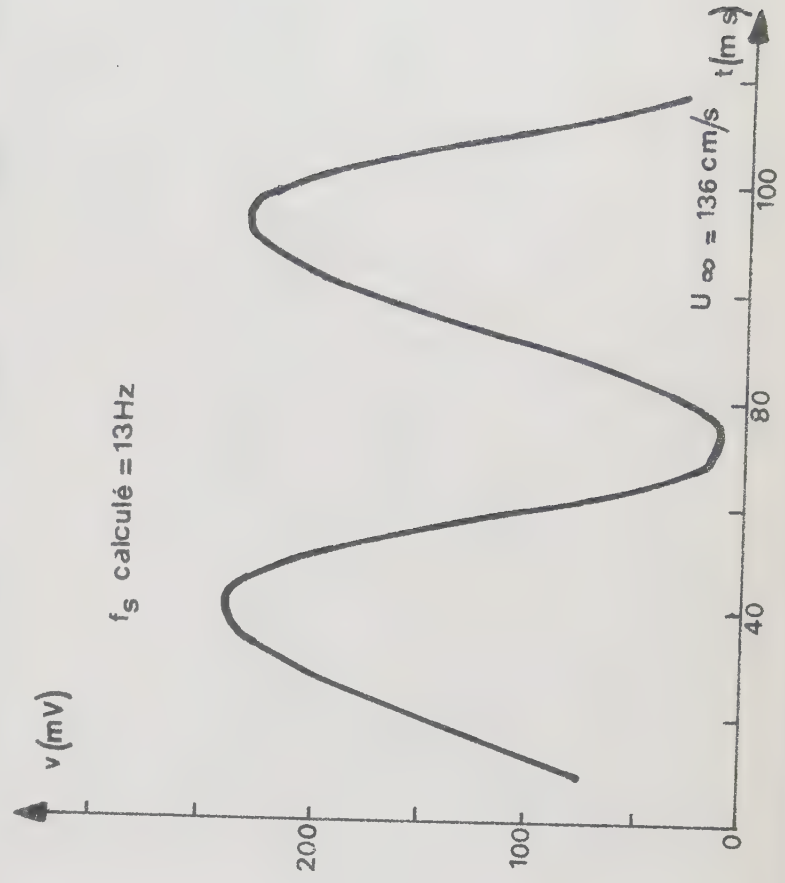
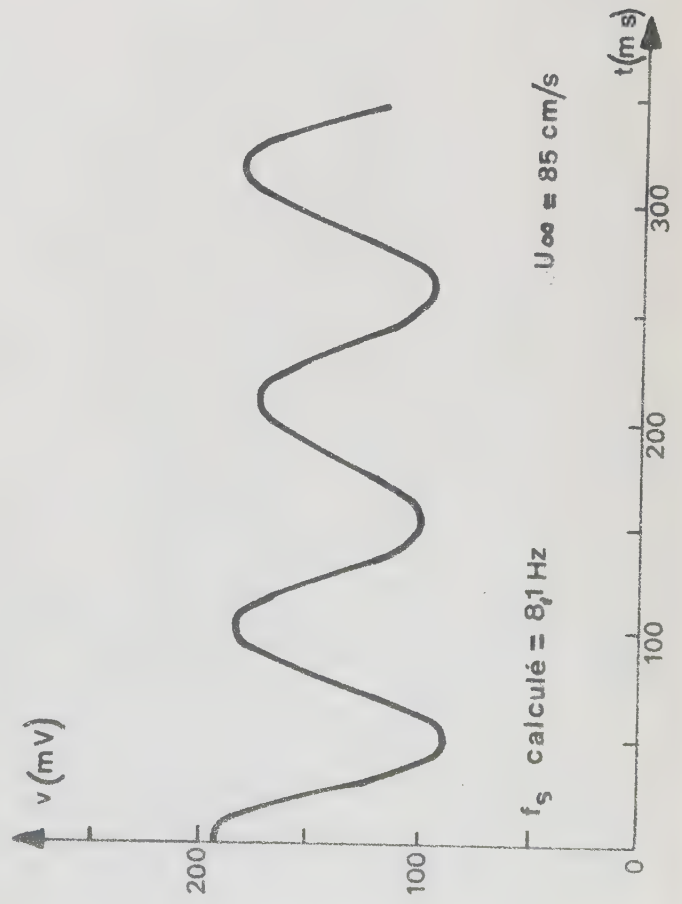
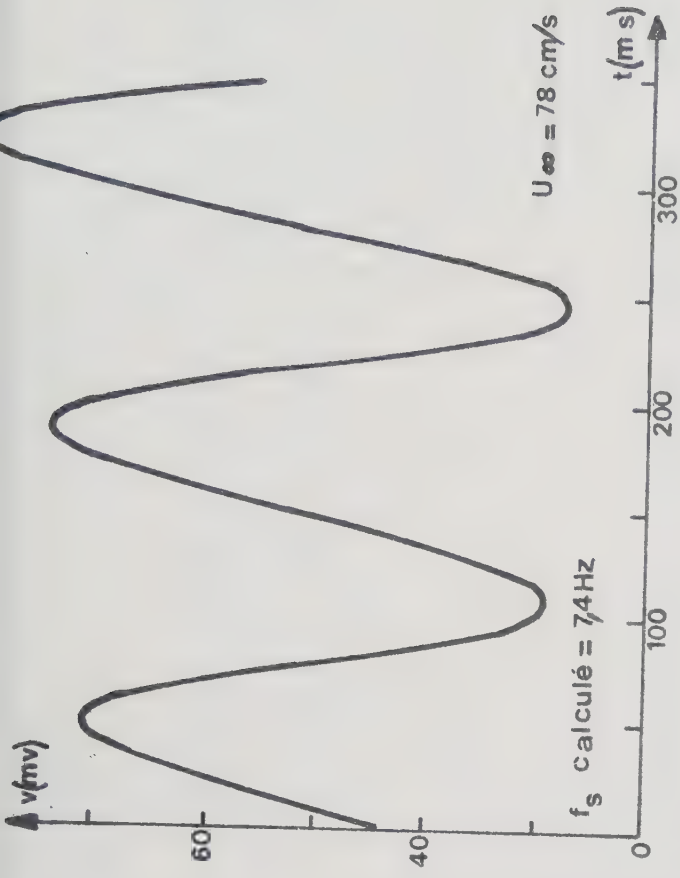
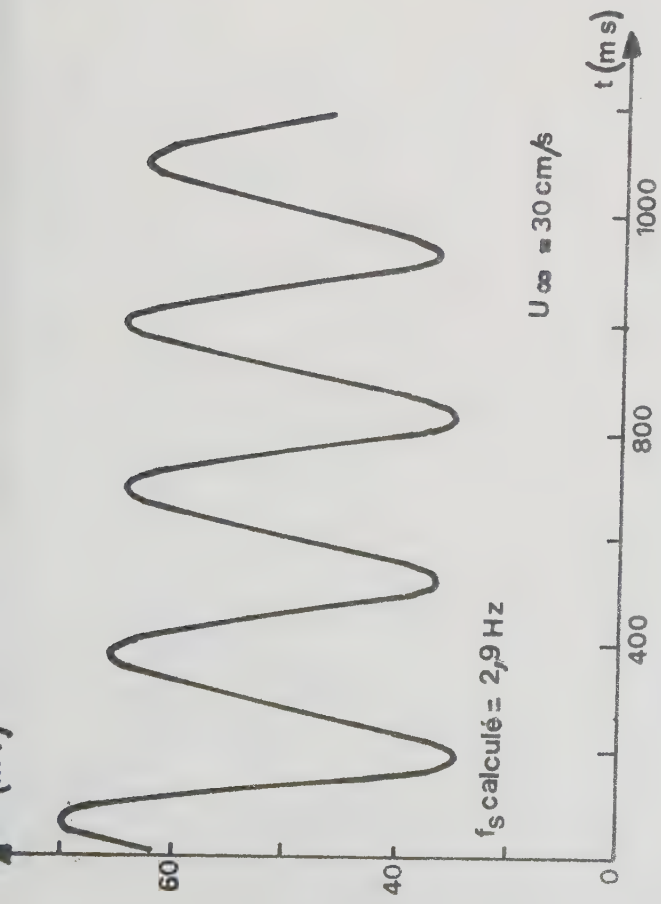
V_{all} : la tension lue sans filtrage.

Δf : la largeur de bande à la fréquence f .









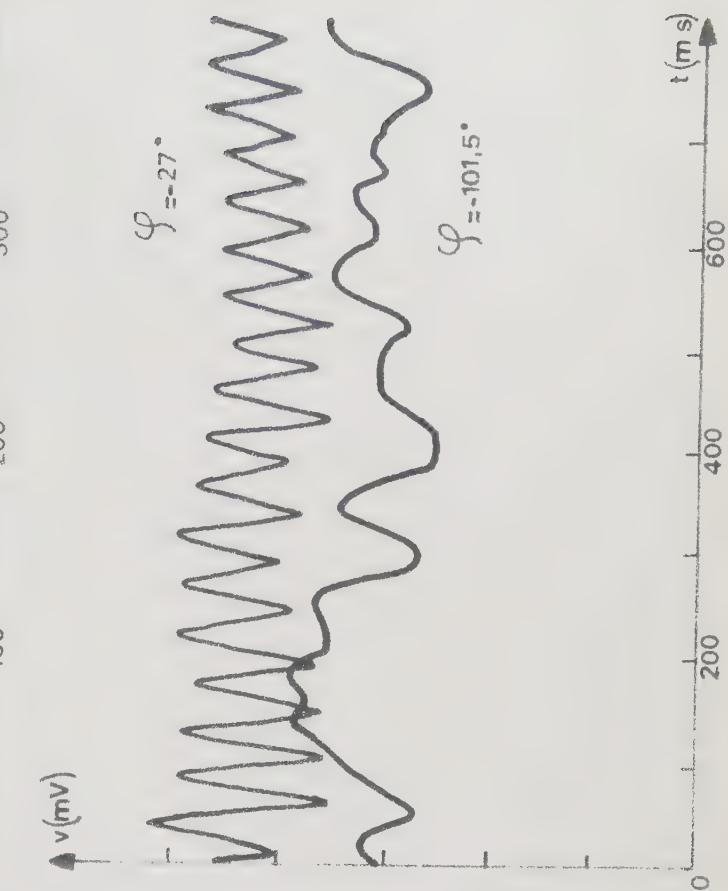
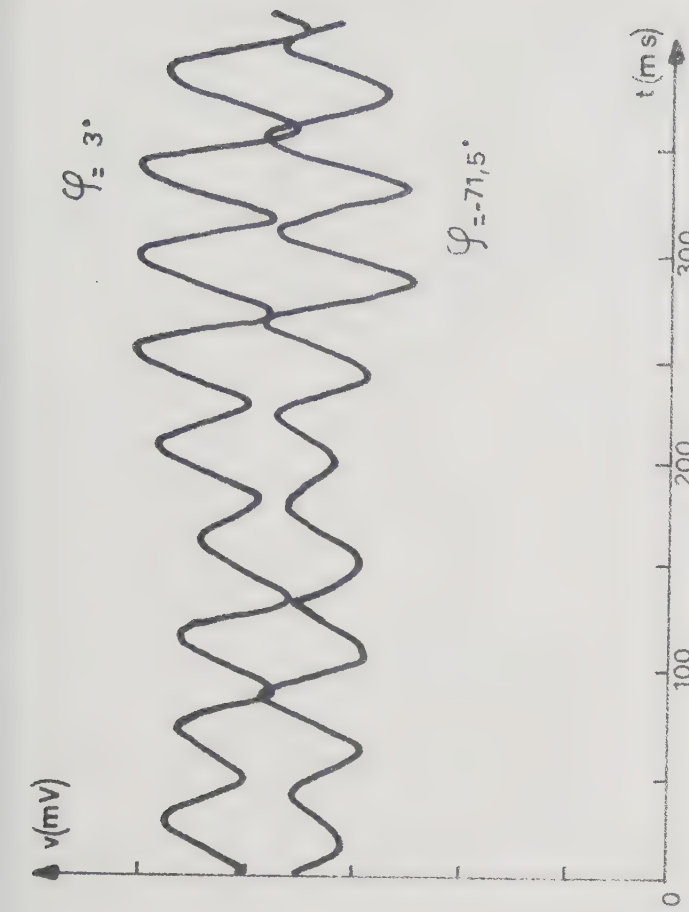
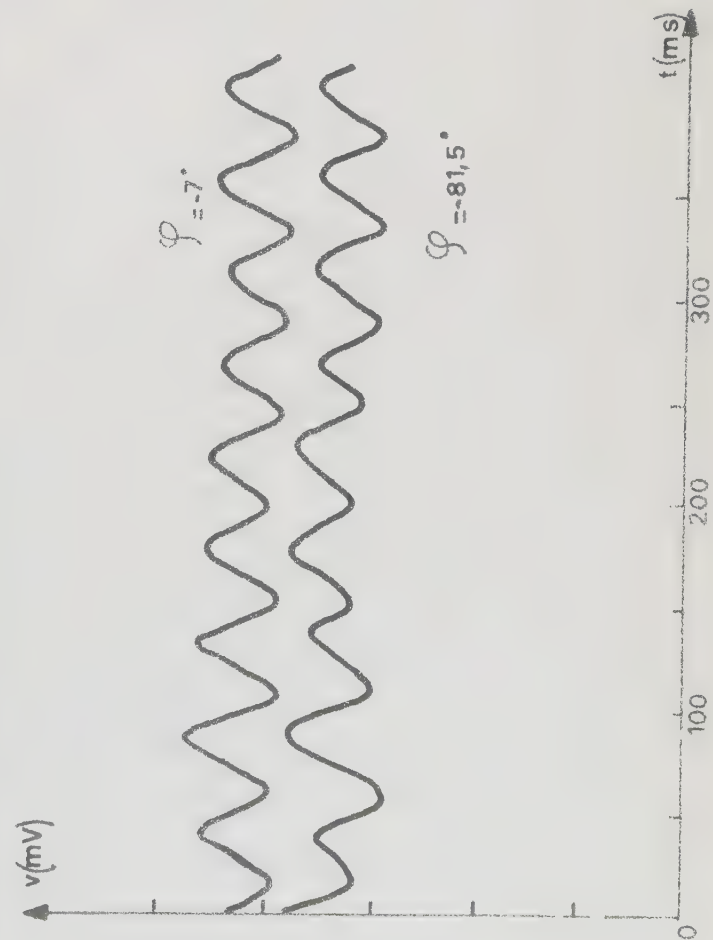
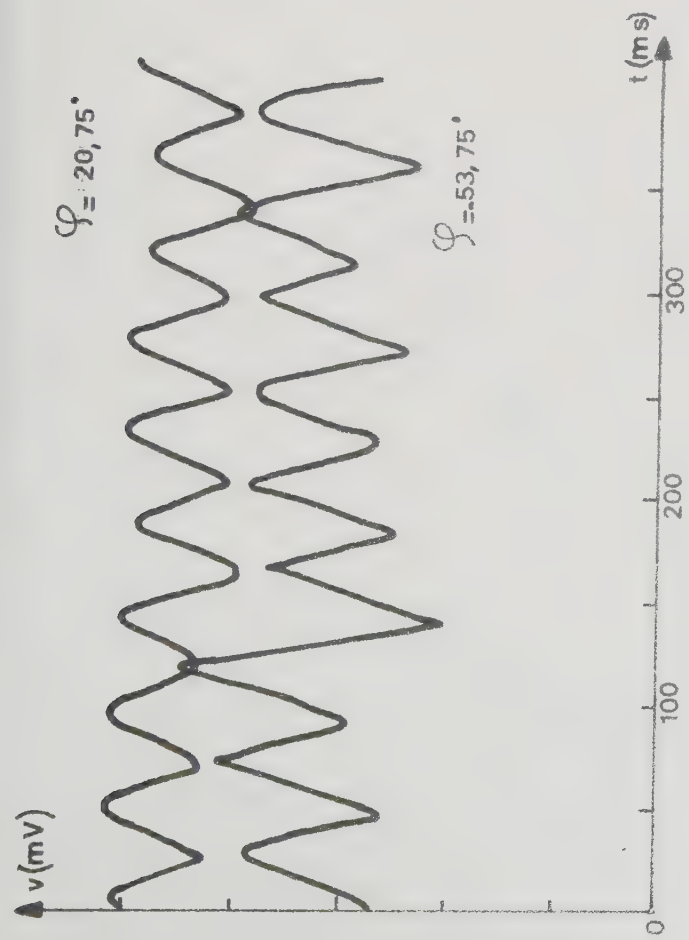
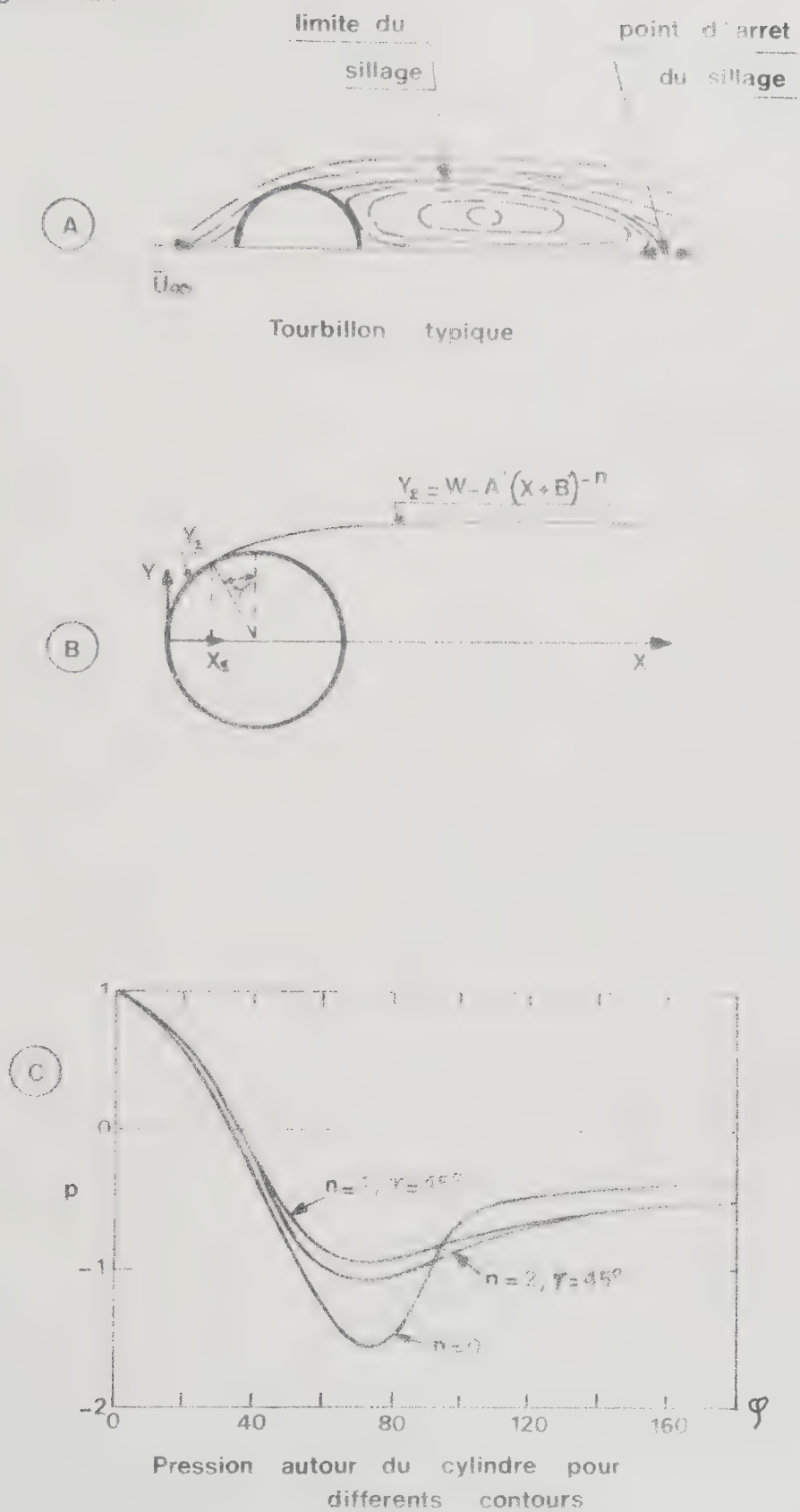


Figure III 14



Le signal est par contre presque parfaitement sinusoïdal, et très régulier dans la couche-limite laminaire, après le point d'arrêt amont et avant le point de séparation. L'analyse spectrale confirme que ce signal est bien sinusoïdal. Il permet donc de déterminer avec précision la fréquence de décrochement des tourbillons. L'amplitude de ce signal varie en fonction de l'angle.

Dans la zone du point d'arrêt amont, le signal évolue rapidement. Au point d'arrêt même, il est d'intensité faible, irrégulier (fluctuations visibles au voltmètre); l'analyse fait apparaître un pic de fréquence double de la fréquence de STROUHAL. Ce fait, déjà observé par RICHARDSON, correspond à la composition des effets relatifs à chaque flanc du cylindre, ce qui autorise à penser que ce point d'arrêt n'occupe pas une position bien définie, comme le point d'arrêt aval.

Juste à proximité de ce point d'arrêt, le signal acquiert une intensité beaucoup plus forte, et demeure assez irrégulier. La fréquence dominante est alors la fréquence de STROUHAL.

Vers le point de décollement, l'intensité du signal croît, mais celui-ci devient assez irrégulier dans la zone de décollement elle-même, ce qui laisse supposer de faibles déplacements de ce point de décollement. Il semble donc paradoxalement qu'un régime permanent permette d'obtenir une couche-limite pulsée pour le cylindre.

Nous avons déterminé le taux local de pulsation induit par le décrochement des tourbillons (fig. IV.8). L'analyse des courbes obtenues est délicate, car il faut tenir compte de l'amortissement dû à l'inertie de la couche-limite de diffusion. Si dans la couche-limite laminaire, on peut considérer qu'il n'y a pas amortissement, compte tenu de notre étude théorique, on ne peut ailleurs estimer celui-ci, d'autant que les effets de turbulence qui y existent peuvent atteindre des fréquences élevées.

On observe un pic de taux pour $\varphi = 5^\circ$. Cette zone, pour un gradient moyen faible est relativement agitée. Cette agitation se poursuit certainement au point d'arrêt amont, mais l'inertie des sondes en ce point fausse les résultats, et on observe au contraire une chute du taux mesuré.

Pour φ compris entre 20° et 60° , donc pour des vitesses à la frontière de la couche-limite assez élevées, le taux mesuré est d'environ 5 %, puis il croît extrêmement vers le point de décollement, en raison de deux phénomènes conjugués : une agitation croissante, et un gradient de vitesse quasiment nul.

Au niveau du petit tourbillon de gradient inverse, le taux diminue, puis il accède à un niveau élevé dans le sillage. Ce taux tient compte de la turbulence, importante dans cette zone comme l'indiquent les analyses spectrales.

La pulsation induite par la formation et le décrochement des tourbillons n'est donc pas négligeable. Dans l'étude d'écoulements pulsés extérieurs, il faudra tenir compte de ce phénomène qui subsiste.

La justification de la pulsation induite par échappement des tourbillons apparaît implicitement dans de nombreuses théories conduites dans des cas simplifiés.

ROSHKO (8), reprenant une idée de FAGE et JOHANSEN (47), propose pour définir un nombre de STROUHAL universel, de choisir comme paramètre la distance maximale entre les lignes de séparation issues du point de décollement de la couche-limite laminaire, et non plus le diamètre du cylindre. Ce nouveau nombre de STROUHAL, S'_t , valant 0,28, reste constant pour toute une variété de cylindres. Cette définition revient à considérer comme obstacle l'ensemble du cylindre et de son sillage. (schéma III.14.A.).

La forme et la position des tourbillons, donc l'enveloppe du sillage, dépendant du temps, l'écoulement autour de cet obstacle fictif sera donc également une fonction périodique du temps.

ACRIVOS et ses collaborateurs (48) ont cherché à déterminer théoriquement la vitesse, et, à l'aide de celle-ci, la pression autour d'un cylindre. Ils utilisent l'approximation proposée par RIEGELS (49) pour les profils d'aile symétriques afin de déterminer la vitesse sur le contour de l'obstacle fictif déjà défini.

Ils se donnent arbitrairement ce profil sous la forme :

$$. Y_1(X) = \sqrt{1 - X^2} \text{ sur le cylindre, jusqu'à un angle } \gamma' .$$

$$. Y_2(X) = W - A'(X + B')^{-n} \text{ ensuite}$$

où X est l'abscisse à compter du point d'arrêt (Schéma III.14B). Le choix de n, et celui de γ' , est arbitraire, et ils ont effectué des calculs pour différentes valeurs de n, et de γ' .

Les constantes W, A' et B' sont déterminées par les conditions de raccordement.

La vitesse U(X) est alors déterminée par la relation

$$U(X) = \left[1 + \frac{\partial Y}{\partial X}^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \left[1 + \frac{1}{\pi} P \int_0^1 \frac{\frac{\partial Y(s)}{\partial s}}{X - s} ds \right]$$

où P est la valeur principale de l'intégrale et l la longueur de l'obstacle fictif. et la pression par la relation :

$$P(X) = 1 - U^2(X)$$

Si γ' n'a pas d'influence sur le résultat, on constate par contre sur les courbes de pression (fig. III.14.C.) une différence de quelques pour-cent lorsque n change de valeur dans la couche-limite, donc lorsque le diamètre fictif évolue.

De même, GROMOV et PETRICHEV (50) ont déterminé numériquement l'évolution des lignes de courant autour d'un cylindre lorsque, sur un modèle symétrique, ils surajoutent un bref instant une aspiration à l'arrière. Ils démontrent ainsi qu'une dissymétrie dans la formation des tourbillons se produit et se maintient pour $Re > 40$.

J. GOSSE, (51) constate sur leurs figures une "respiration" des lignes équipotentielles en amont du cylindre dans ce cas.

Ces exemples prouvent que l'écoulement en amont du cylindre dépend de la forme des tourbillons dans le sillage, et par conséquent sera sujet à variation lorsque ces tourbillons se transforment et se décrochent.

DEUXIEME SERIE.

La pureté du signal sur la face amont du cylindre nous a permis de déterminer le nombre de STROUHAL. Pour $\varphi = 15^\circ$, les photos permettent de suivre l'évolution de la fréquence en fonction du nombre de REYNOLDS. Les mesures précises effectuées avec l'analyseur de spectres sont consignées sur la figure (III.7.). Elles concordent avec celles obtenues précédemment par ROSHKO et SON. Notre appareil étant assez peu performant, il n'a pas été possible d'atteindre au maximum de précision envisageable.

TROISIEME SERIE

Dans cette série de mesures, nous avons utilisé le cylindre III et ses sondes décalées pour comparer des signaux sur un même cylindre. Lorsque les deux électrodes sont situées sur le même flanc du cylindre, les signaux, dans la couche-limite laminaire sont sensiblement en phase. Par contre, quand les électrodes sont situées chacune sur un flanc différent, les signaux sont déphasés de π . Ceci correspond au fait que les tourbillons s'échappent alternativement, et explique l'apparition de fréquences doubles aux points d'arrêt amont et aval.

L'observation plus attentive des signaux dans la couche-limite laminaire fait apparaître en outre de très légers décalages en fonction de l'angle φ , ce que l'on peut attribuer aux déphasages différents selon φ introduits par la couche-limite de diffusion.

L'analyse des signaux derrière le cylindre est difficile. Il semble que le signal fondamental, sur un même flanc, soit en avance de phase dans le sillage, mais ne connaissant pas l'inertie de la couche-limite de diffusion dans ce sillage, on ne peut guère en tirer de conclusions.

CONCLUSION

Cette série d'expériences nous a permis de dégager plusieurs points :

En premier lieu, nous avons pu juger de la qualité de la méthode. Sans perturber d'aucune manière l'écoulement, il est possible d'appuyer les résultats déjà obtenus par différents expérimentateurs.

La réponse dynamique des sondes s'est révélée conforme à ce que nous en attendions ; et il nous a de ce fait été possible de mettre en évidence des phénomènes pulsatoires sur la totalité du cylindre en régime extérieur permanent, liés au décrochement des tourbillons.

Dans la suite, nous nous efforcerons d'étudier l'évolution de ce décrochement des tourbillons en régime pulsé forcé.

CHAPITRE IV

Etude hydrodynamique des écoulements pulsés.

Dans cette partie de notre étude, nous allons tenter de mettre en évidence les modifications induites par une pulsation sur l'écoulement à la paroi d'un cylindre.

Les paramètres que l'on peut faire varier sont nombreux :

- diamètre du cylindre
- vitesse moyenne de l'écoulement
- taux de pulsation
- fréquence de pulsation.

Le diamètre du cylindre intervient dans le calcul du nombre de Reynolds (calculé à la vitesse moyenne), dans le calcul de la fréquence de Strouhal ($f_s = S_t \cdot \bar{U}_\infty / d$). Quand le diamètre diminue, cette fréquence augmente. Or les possibilités optima du pulsateur se situent entre 5 et 15 Hz. D'autre part, la quantité $\lambda = 2 \pi F \cdot d / \bar{U}_\infty$, où F est la fréquence imposée de pulsation, doit être la plus petite possible, afin de bénéficier d'une bonne réponse dynamique des sondes. Il faut donc avoir la vitesse la plus grande possible. Un compromis est par conséquent nécessaire. Nous avons utilisé le plus souvent le cylindre II, de diamètre 15 mm, à une vitesse moyenne de 60 cm/s environ. La fréquence de Strouhal est alors voisine de 8 Hz. Pour une électrode de largeur $L = 0,1$ mm, $L^* = L/d$ prend la valeur $6,7 \cdot 10^{-3}$, et on constate sur la figure I.6 que l'amortissement est alors inférieur à 5 % jusqu'à $\lambda = 3,5$ pour un angle φ de 12° , soit jusqu'à $f = 25$ Hz dans nos conditions.

A. Mesure du gradient pariétal moyen de vitesse autour du cylindre.

La méthode de mesure ne diffère pas de celle employée en écoulement permanent, les temps d'intégration restant de l'ordre de 30 à 60 secondes.

Dans la détermination du gradient réduit, la précision sur $\bar{U}_{\infty}$ est cependant moins bonne, puisque la mesure par la sonde hémisphérique introduit une erreur supplémentaire.

Dans cette série de mesures, le taux de pulsation a varié de 4 % à 35 %, alors que la respiration dûe aux décrochements des tourbillons, en écoulement permanent induit un taux pariétal d'environ 5 % sur la face amont.

Analyse des résultats.

Les résultats s'ordonnant par rapport à la fréquence de Strouhal f_s (calculée pour la vitesse moyenne de l'écoulement), nous avons été amenés à définir un nombre $r = F/f_s$, et à classer les figures selon la valeur de r .

On distingue quatre zones :

$$r < 0,5 ; 0,5 < r < 1 ; 1 < r < 2 ; 2 < r$$

Nous nous sommes surtout attachés à l'étude des deux zones délimitées par $r = 0,5$ et $r = 2$, et entourant la fréquence de Strouhal $r = 1$. Les fréquences de pulsation choisies ont été :

$$F = 6 \text{ Hz} \Rightarrow r = 0,75 ; F = f_s \simeq 8 \text{ Hz} \Rightarrow r = 1 ;$$

$$F = 12 \text{ Hz} \Rightarrow r = 1,5.$$

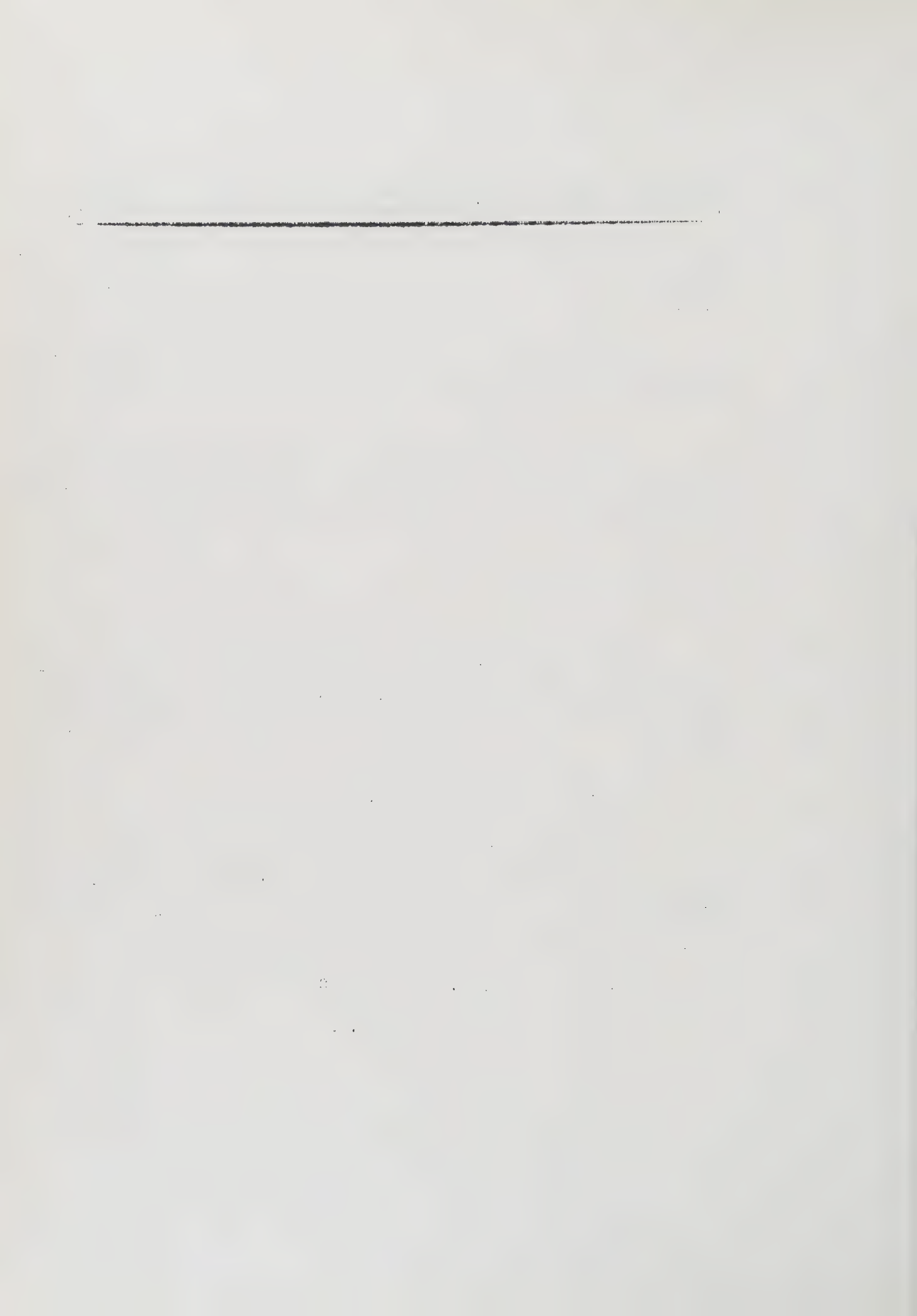


Figure IV 1

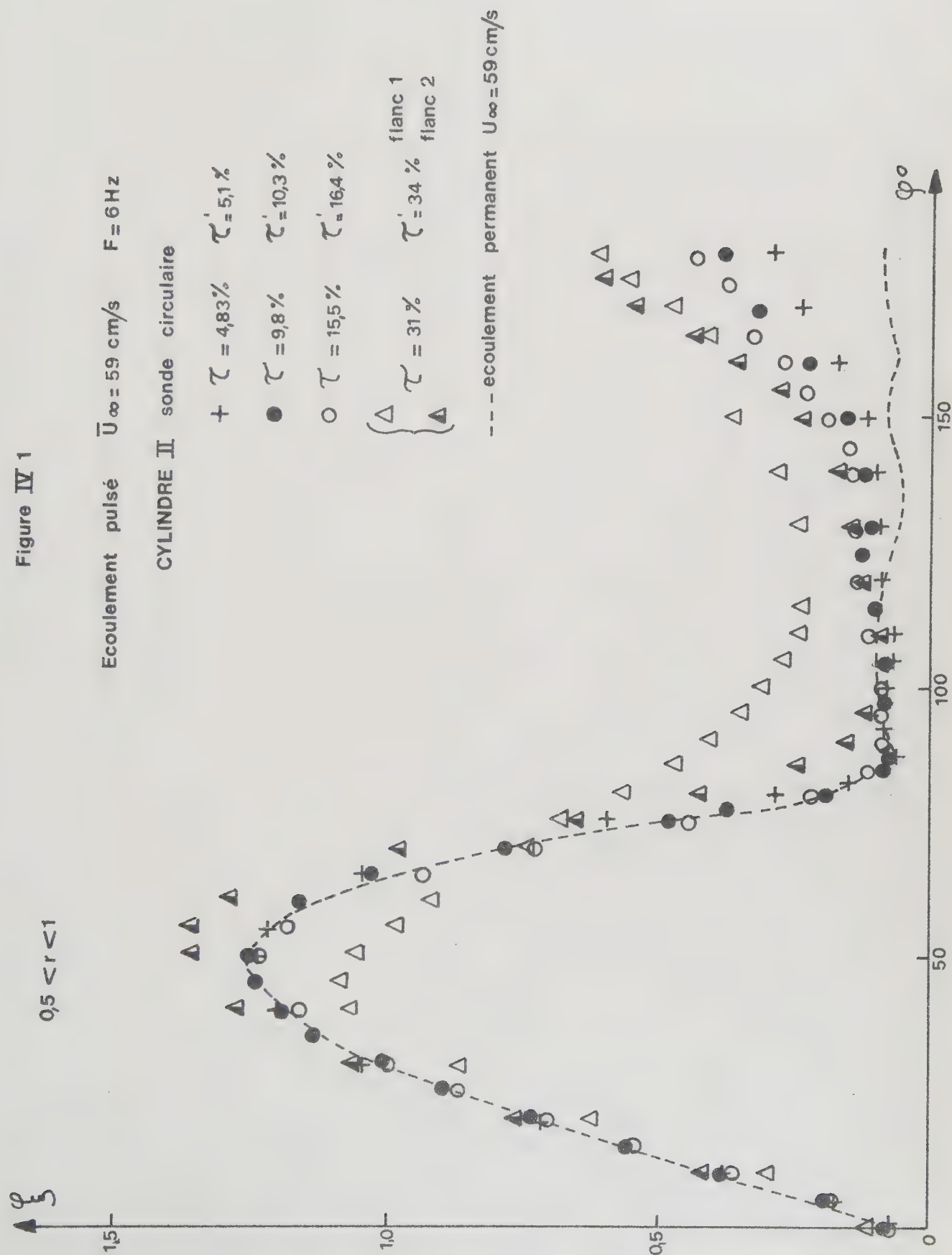


Figure IV 2

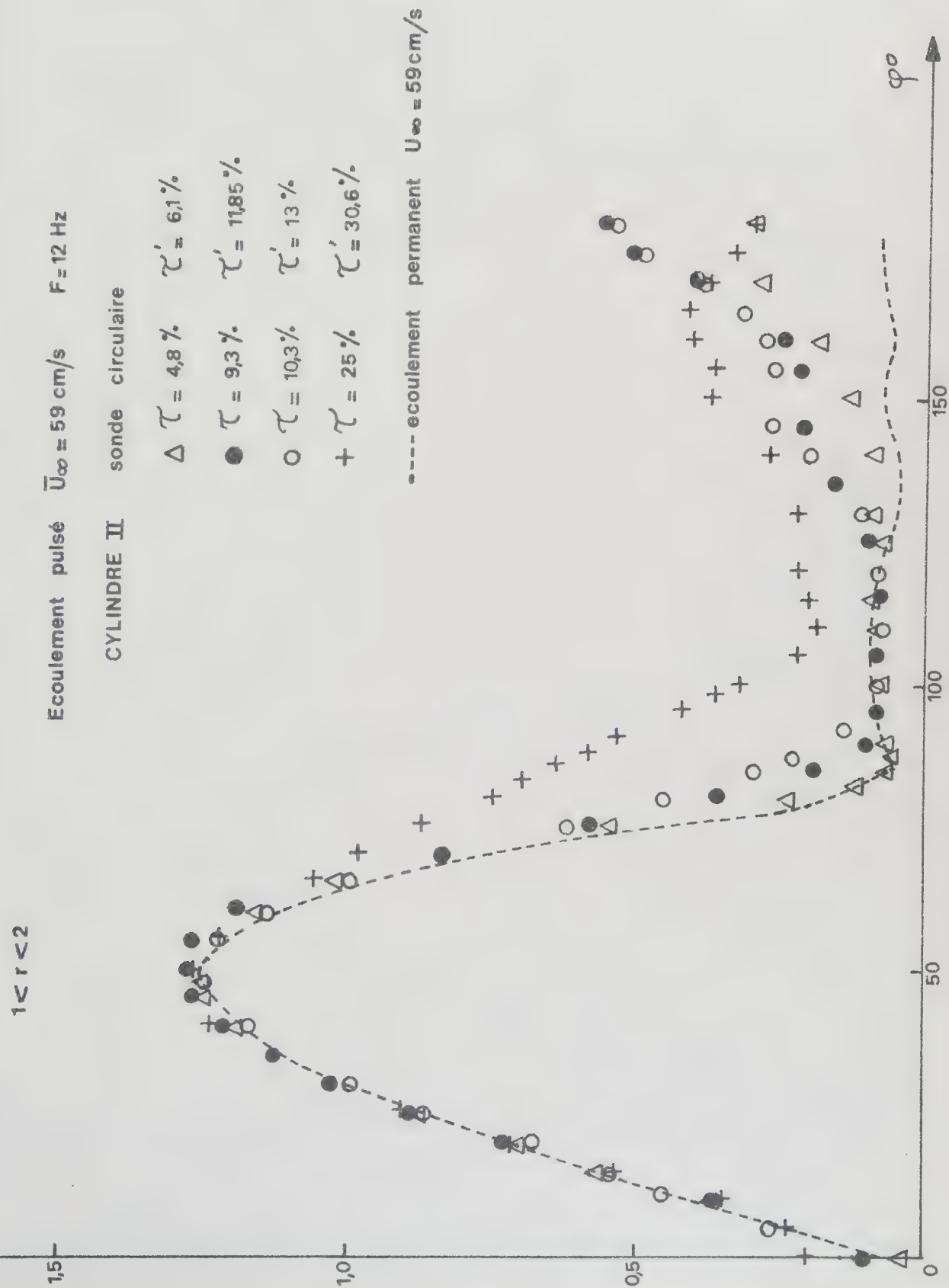
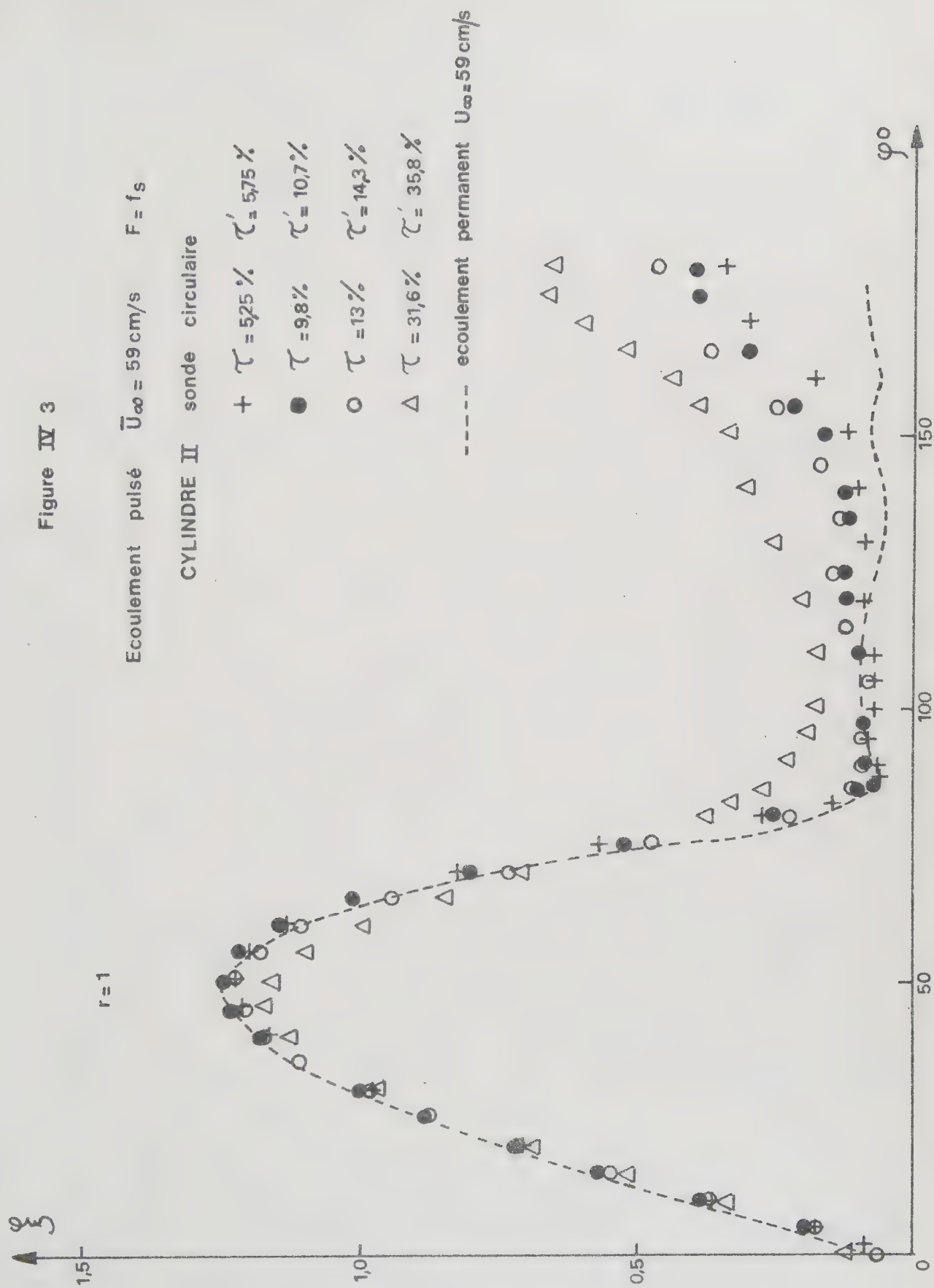


Figure IV 3



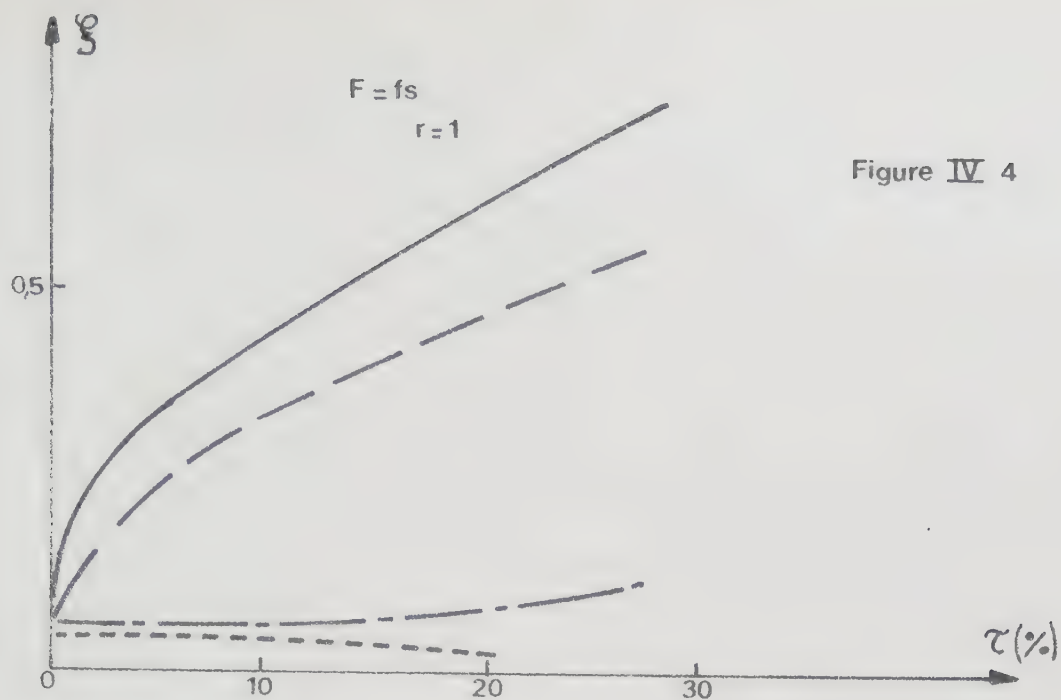


Figure IV 4

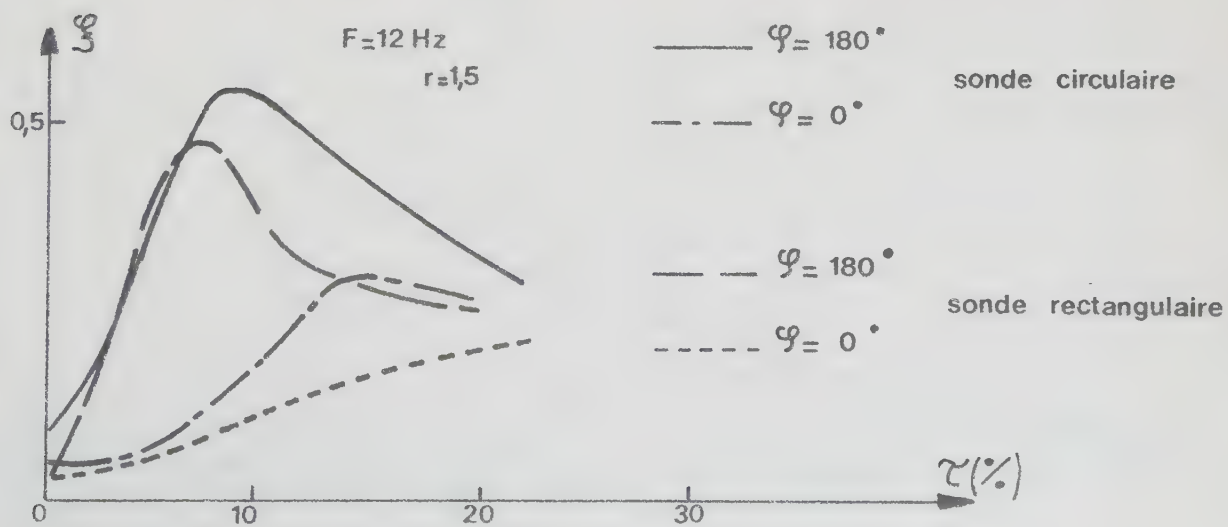
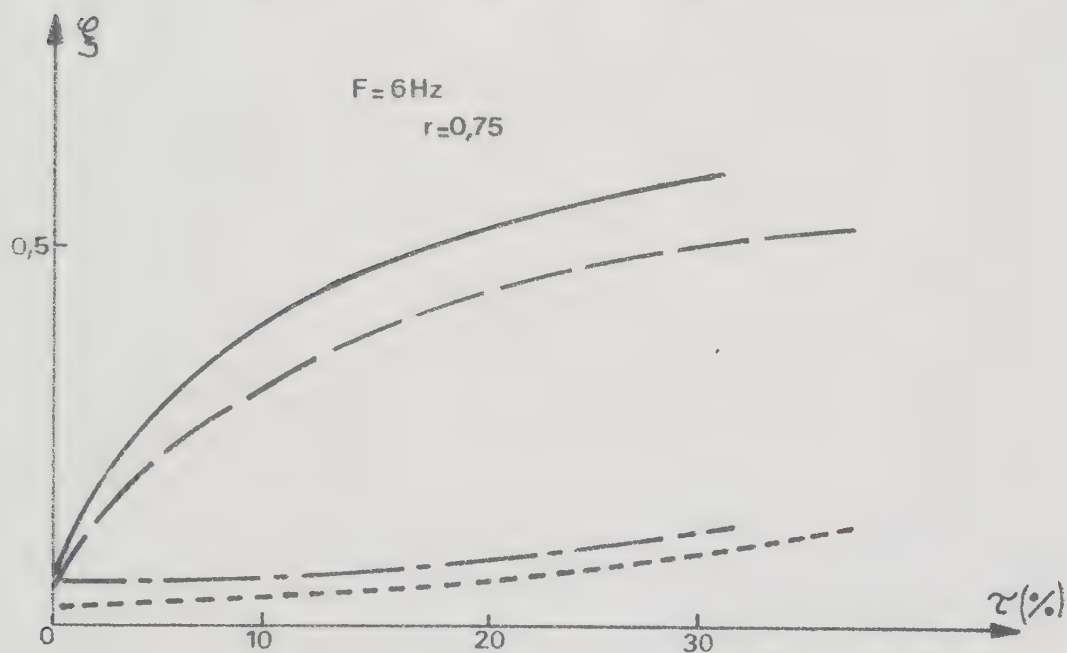


Figure IV 5

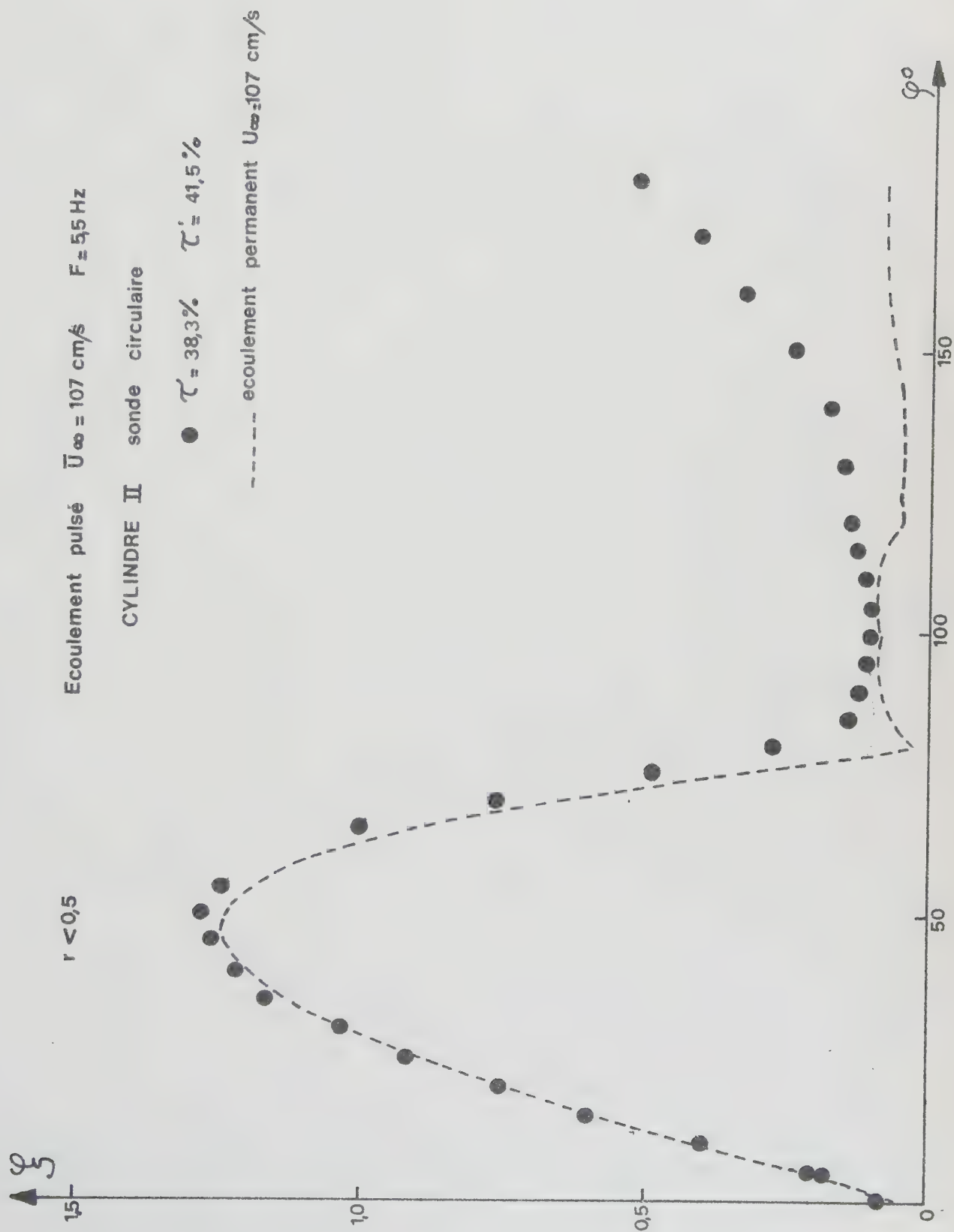
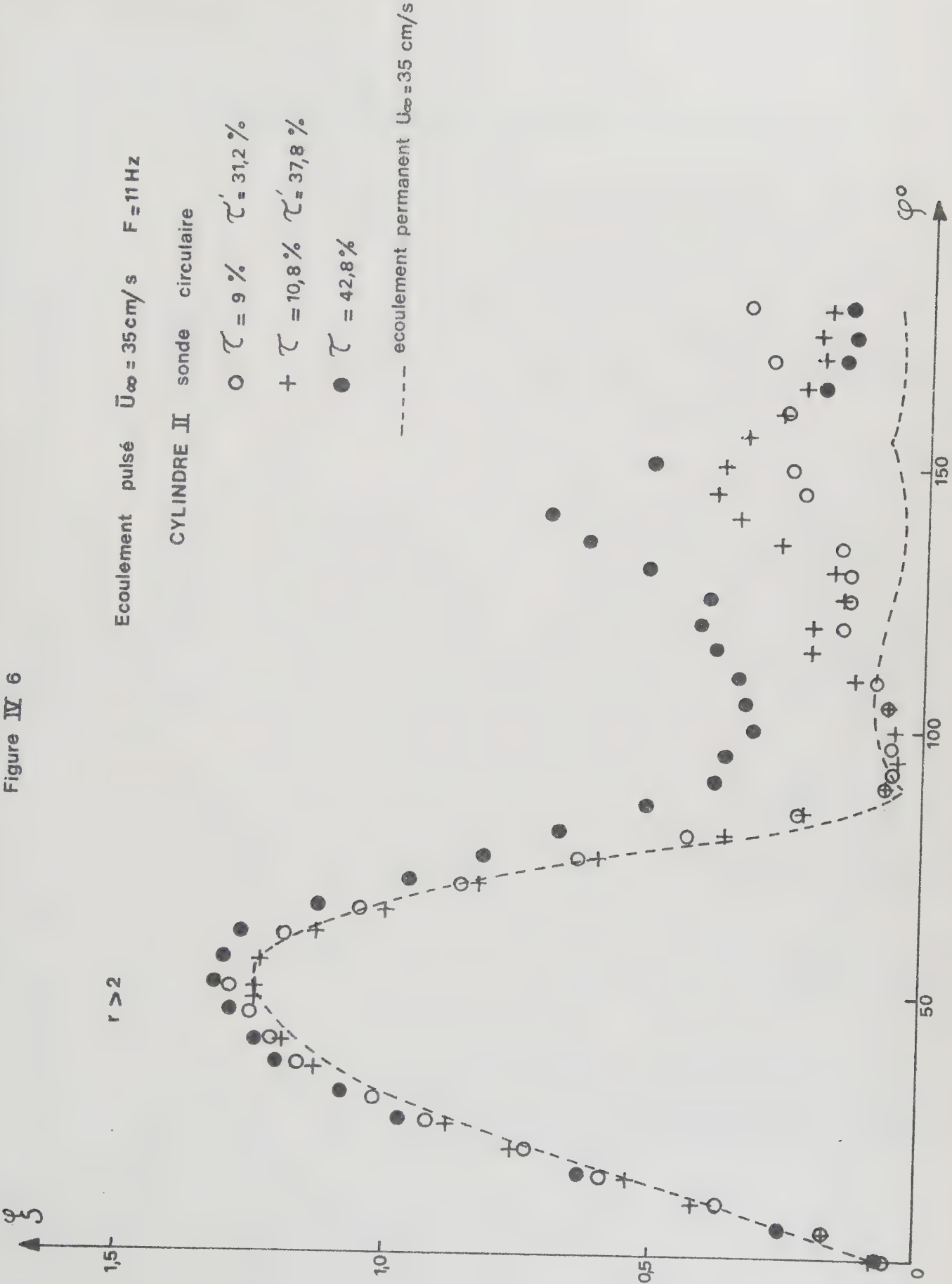


Figure IV 6



1° - Etude du gradient moyen de vitesse pour $0,5 < r < 1$

$$r = 0,75 \quad F = 6 \text{ Hz}$$

La figure IV.1 fait apparaître une évolution du profil selon le taux de pulsation.

Pour des taux faibles, le gradient moyen de vitesse reste le même qu'en écoulement permanent, non seulement sur la face amont, mais jusqu'à $\varphi = 120^\circ$. Les valeurs à l'arrière du cylindre croissent régulièrement avec le taux, et les courbes semblent se déduire les unes des autres par une affinité fonction du taux de pulsation.

A partir d'un taux de pulsation de l'ordre de 12 %, on commence à obtenir des gradients de vitesse variant entre deux valeurs limites. L'écran de l'oscillographe permet de constater que le signal oscille entre deux niveaux, de telle manière que les deux flancs du cylindre affichent ces niveaux en opposition. Pour des taux de 15 à 20 %, le phénomène évolue rapidement d'un état à l'autre, d'autant plus rapidement que l'on s'éloigne de la fréquence de Strouhal, vers les fréquences inférieures. Pour des taux suffisamment élevés, le système peut rester figé de manière dissymétrique.

Les courbes traduisent la différence existant entre chaque flanc du cylindre. Dans la couche-limite laminaire, le gradient moyen s'écarte sensiblement de part et d'autre du profil obtenu en régime permanent. Sur la face arrière du cylindre, le gradient moyen demeure dissymétrique. Nous reviendrons ultérieurement sur ce phénomène.

Le gradient maximum, sur cette face, est obtenu au point d'arrêt aval; et il croît avec le taux de pulsation, comme le confirme la figure IV 4 a.

Au point d'arrêt amont, la valeur mesurée n'est pas nulle, et n'est pas affectée par le taux de pulsation, tant que celui-ci ne devient pas trop grand. Les effets tridimensionnels persistent aux points d'arrêt amont et aval.

THE JOURNAL OF THE

ROYAL ANTHROPOLOGICAL INSTITUTE

THE JOURNAL OF THE

1

THE JOURNAL OF THE

THE JOURNAL OF THE

THE JOURNAL OF THE

1

1

THE JOURNAL OF THE

1

THE JOURNAL OF THE

1

THE JOURNAL OF THE

1

THE JOURNAL OF THE

1

THE JOURNAL OF THE

THE JOURNAL OF THE

THE JOURNAL OF THE

THE JOURNAL OF THE

1

THE JOURNAL OF THE

THE JOURNAL OF THE

THE JOURNAL OF THE

THE JOURNAL OF THE

THE JOURNAL OF THE

THE JOURNAL OF THE

THE JOURNAL OF THE

THE JOURNAL OF THE

1

THE JOURNAL OF THE

THE JOURNAL OF THE

1

THE JOURNAL OF THE

THE JOURNAL OF THE

1

1

THE JOURNAL OF THE

1

THE JOURNAL OF THE

2° - Etude du gradient moyen de vitesse pour $1 < r < 2$

$$r = 1,5 ; F = 12 \text{ Hz}$$

La figure IV.2 montre des phénomènes différents.

Dans la zone où le gradient de vitesse croît, jusqu'à $\varphi = 48^\circ$ environ, il n'y a aucun changement, le maximum de gradient est identique. Par contre, dans la zone où le gradient de vitesse décroît, on observe une évolution sensible de la pente. Celle-ci diminue, et tend à indiquer un prolongement de la couche-limite laminaire, prolongement qui progresse avec le taux de pulsation et avec la valeur de r de manière assez considérable.

A l'arrière du cylindre, l'évolution se fait selon deux phases. Quand le taux de pulsation est faible, les valeurs mesurées croissent considérablement, notamment au point d'arrêt aval (fig. IV 4 b).

Un petit pic apparaît sur les courbes avant ce point d'arrêt, vers $\varphi = 140^\circ$, petit pic qui grandit et se rapproche du point d'arrêt quand le taux augmente, alors qu'au point d'arrêt : aval, la valeur mesurée passe par un maximum pour $\tau \approx 9\%$, puis diminue.

Comme en écoulement permanent, la comparaison des résultats obtenus avec des sondes rectangulaires et des sondes circulaires met en évidence l'existence de phénomènes tridimensionnels au point d'arrêt amont et sur la face arrière du cylindre.

Il faut enfin remarquer qu'on n'observe jamais de dissymétrie entre les deux flancs du cylindre, à quelque taux de pulsation que l'on se place.

3° - Etude du gradient moyen de vitesse pour $r = 1$.

$$F = f_S \approx 8 \text{ Hz.}$$

Pour nous placer à cette fréquence de Strouhal, qui, a priori, n'a plus guère de signification en écoulement pulsé, nous avons utilisé un phénomène de battement du signal fluctuant, autour de la fréquence de Strouhal, phénomène dont nous reparlerons par la suite.

Il semble que le profil des courbes obtenues (fig. IV.3) corresponde à une transition entre les deux régions déjà étudiées. Les valeurs du gradient de vitesse, sur la face amont, restent identiques jusqu'au maximum, puis une diminution de la pente intervient, mais beaucoup moins accentuée que pour $r = 1,5$. Sur la face arrière, on assiste à un accroissement régulier du gradient de vitesse moyen avec le taux (fig. IV. 4 c). A fort taux, un petit pic se manifeste, mais de faible amplitude, et très proche du point d'arrêt aval.

4° - Etude du gradient moyen de vitesse pour $r < 0,5$ et $r > 2$.

En dehors des deux zones précédentes, nous avons effectué quelques essais, pour des fréquences plus éloignées de la fréquence de Strouhal.

$$r < 0,5 \text{ (fig. IV.5).}$$

Même à fort taux, la dissymétrie n'apparaît pas entre les deux flancs du cylindre. Le gradient de vitesse dans la couche-limite laminaire n'est pratiquement pas modifié. Il ne semble pas, en particulier, que le point de séparation subisse un décalage, ou, s'il en subit un, celui-ci est très faible. Sur la face arrière, le gradient de vitesse croît régulièrement jusqu'au point d'arrêt aval.

$r > 2$ (fig. IV.6)

On note essentiellement l'apparition de deux pics de gradient de vitesse sur la face arrière du cylindre, qui se décalent l'un vers l'autre, quand le taux de pulsation croît, et dont l'amplitude croît avec le taux de pulsation et avec la fréquence.

Il faut pourtant noter qu'aux vitesses et fréquences où nous opérons, la réponse fournie par la sonde hémisphérique est assez mauvaise, et la correction proposée par LEDOUCHE (40) n'est certainement plus valable. En conséquence, nous n'avons guère poursuivi nos investigations dans cette zone.

5°- Comparaison avec les résultats antérieurs.

A notre connaissance, seul MARTIN (4) a mesuré, à l'aide d'un fil chaud, le profil moyen de vitesse dans la couche-limite laminaire d'un cylindre placé dans un écoulement pulsé. Utilisant un cylindre de diamètre $d = 100$ mm, présentant un rapport d/H de 0,25, pour une vitesse moyenne de 10 m/s, il compare les profils obtenus en écoulement permanent et en pulsant à une fréquence de 20 Hz pour $\tau = 18\%$, et ne constate aucune différence pour des angles φ de 20° , 40° et 60° .

La fréquence de Strouhal calculée dans ces conditions serait de 20 Hz environ, c'est-à-dire que cette expérience correspond à $r \approx 1$. On constate bien sur nos courbes que les valeurs moyennes du gradient de vitesse pour cette pulsation correspondent à celles obtenues en écoulement permanent.

Conclusion.

Il ressort de cette étude des gradients moyens que la pulsation modifie l'écoulement autour du cylindre, essentiellement sur la face aval.

On assiste à des phénomènes différents selon la fréquence de pulsation, et il semble donc nécessaire de procéder à une étude dynamique du signal fluctuant de gradient de vitesse, notamment pour essayer de comprendre comment la pulsation agit sur le sillage du cylindre.

B - Mesures dynamiques.

Des photos du signal fournies par la sonde hémisphérique et par le cylindre ont été prises à différents taux et différentes fréquences.

Cependant, l'analyse comparée de ces signaux est assez délicate, en raison des déphasages différents introduits par la couche de diffusion au nez de la sonde hémisphérique et sur le cylindre, et de l'avance de phase introduite par la couche-limite hydrodynamique à l'amont du cylindre.

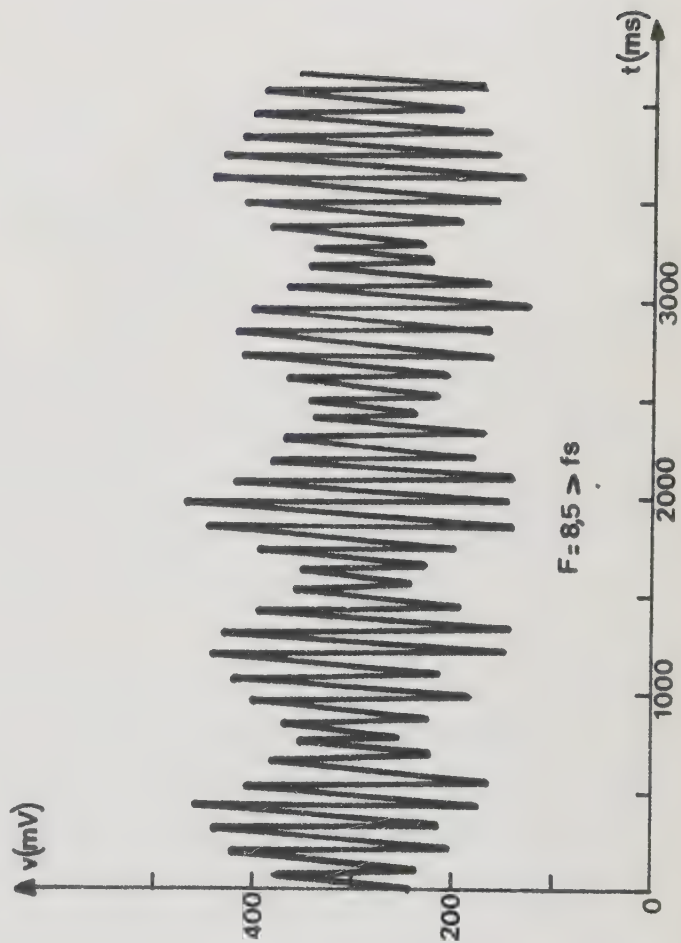
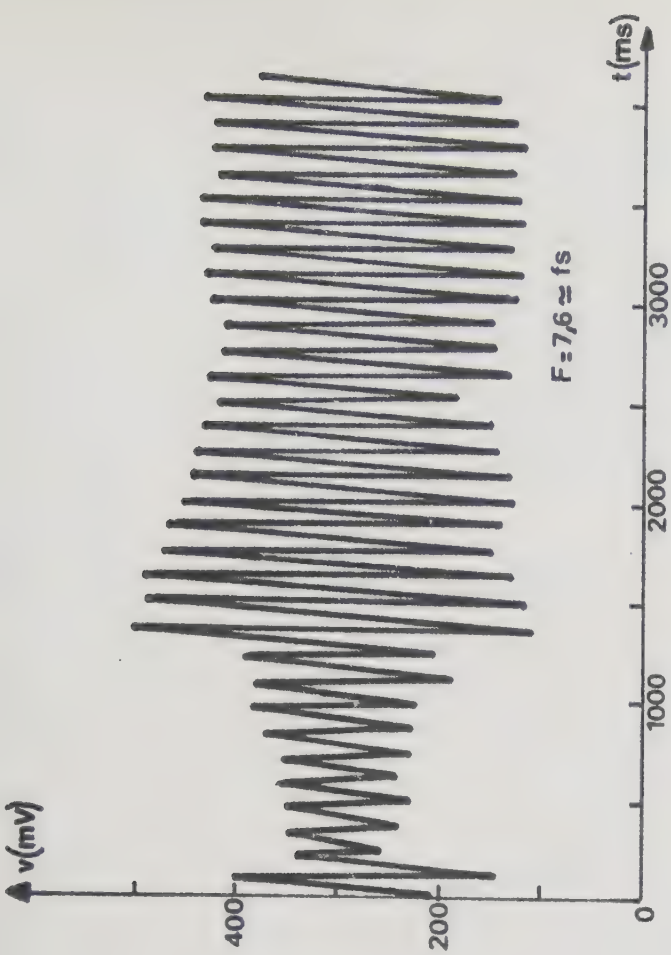
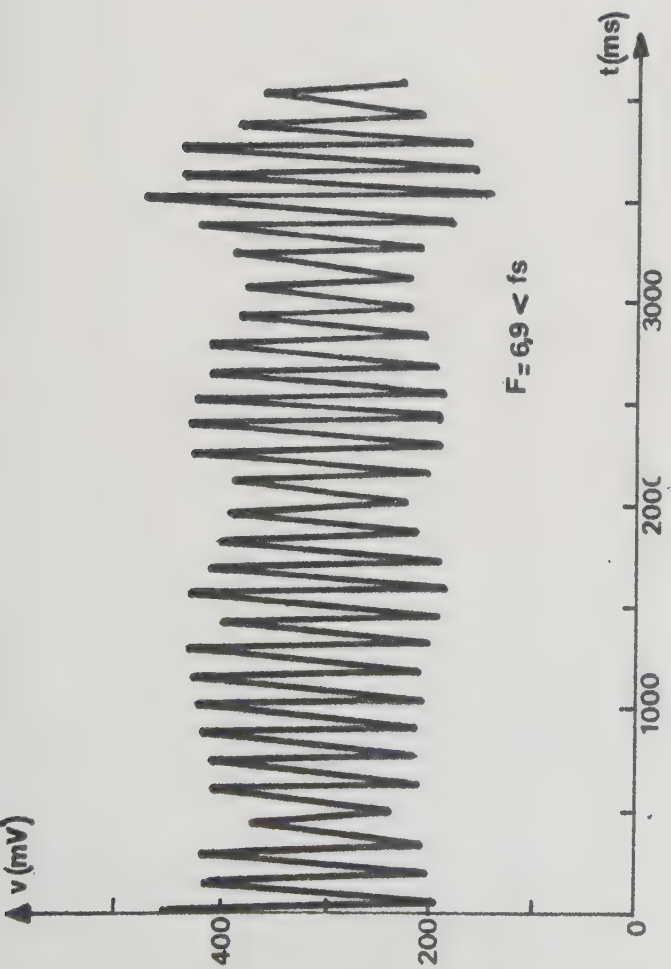
Tous ces déphasages sont fonction de la fréquence de pulsation F , et, sur le cylindre de l'angle φ . Néanmoins, la forme et l'amplitude du signal permettent de mieux comprendre les phénomènes.

Nous disposons, en outre, d'une méthode de visualisation par bulles d'hydrogène.

Considérations générales.

Au chapitre III, il est apparu que le décrochement des tourbillons provoquait une pulsation de vitesse, et donc de pression, sensible sur tout le pourtour du cylindre, même dans la couche-limite laminaire. Dans cette zone non turbulente, où la réponse des sondes est la meilleure, le taux de pulsation mesuré est de 5 % pour φ compris entre 15° et 60° .

En pulsant à des taux faibles, le signal perçu dans la couche-limite laminaire, pour $\varphi = 40^\circ$, sur les figures IV.7, montre un phénomène de battement autour de la fréquence de Strouhal, calculée pour la vitesse moyenne de l'écoulement.



Ce point revêt une certaine importance, car il démontre que la formation et l'échappement des tourbillons, ne sont pas des processus irréguliers et accidentels, et il nous invite à formuler des hypothèses, quant au mode d'interaction entre la pulsation de vitesse incidente, et l'échappement des tourbillons.

Exposé des hypothèses.

Nous pensons que l'échappement des tourbillons est lié à l'acquisition par une certaine masse de fluide en rotation d'une quantité d'énergie qui a pour conséquence d'anihiler progressivement les forces dûes au défaut de pression et à la viscosité à l'arrière du cylindre. Il serait d'ailleurs très utile de connaître l'évolution de la pression dans cette zone tourbillonnaire. L'acquisition de cette énergie, dans cette hypothèse, est une fonction de la vitesse à la frontière de l'écoulement potentiel, le décrochement s'opérant pour une énergie critique elle-même fonction de la vitesse. Une modification de cette vitesse agira donc sur le temps d'acquisition de cette énergie critique, et donc sur la fréquence de l'échappement.

D'autre part, la formation du tourbillon augmente la vitesse à la frontière de l'obstacle par l'effet bouchon dû au tourbillon. Le système tourbillonnaire entretient ainsi une dissymétrie périodique entre les deux flancs du cylindre, puisqu'à la suite d'un décrochement, le flanc concerné subit un déficit relatif de vitesse et de pression, et aspire ainsi l'autre ligne de séparation.

Si à cette pulsation obtenue en régime permanent, on surimpose une modulation de vitesse extérieure, le gradient instantané de vitesse à la paroi du cylindre résultera de la composition des deux phénomènes.

Cette interaction peut être complexe, surtout lorsque le taux de pulsation croît, car alors la vitesse moyenne pendant la formation d'un tourbillon n'est pas forcément la vitesse moyenne de l'écoulement.

L'étude dynamique qui suit s'ordonne donc par rapport à la fréquence de Strouhal calculée pour la vitesse moyenne.

Dans cette étude, il ne faudra pas oublier non plus que le signal de vitesse contient des harmoniques 1 et 2 dont les amplitudes représentent 10 % de celle du fondamental.

1° - Etude du signal pour $0,5 < r < 1$

$$r = 0,75 \quad F = 6 \text{ Hz.}$$

Tant que le taux de pulsation reste faible ($\tau < 10 \%$), on a vu l'existence d'un phénomène de battement.

Pour des taux de quelque pour cent, on note un gain de taux pariétal par rapport au taux imposé, gain dû à la conjonction des effets du sillage et de la pulsation de vitesse (fig. IV. 8). Ce gain ne se retrouve pas à l'arrière du cylindre, puisque le taux pariétal global mesuré est voisin de celui obtenu en écoulement permanent.

Comme en écoulement permanent, on observe un accroissement considérable du taux pariétal après le point d'arrêt amont (cette augmentation n'est pas portée par la fréquence fondamentale) et vers le point de séparation.

Puis aux taux intermédiaires, de l'ordre de 15 % à 20 %, le signal se distingue sur les deux flancs du cylindre par une amplitude différente (fig. IV. 9a).

A ces taux moyens, on assiste fréquemment à l'échange de ces signaux entre les deux flancs du cylindre, la fréquence moyenne de commutation diminuant lorsque le taux croît, et lorsqu'on se rapproche de la fréquence de Strouhal; pour τ valant 30° , elle ne se produit que très rarement.

Figure IV. 8.

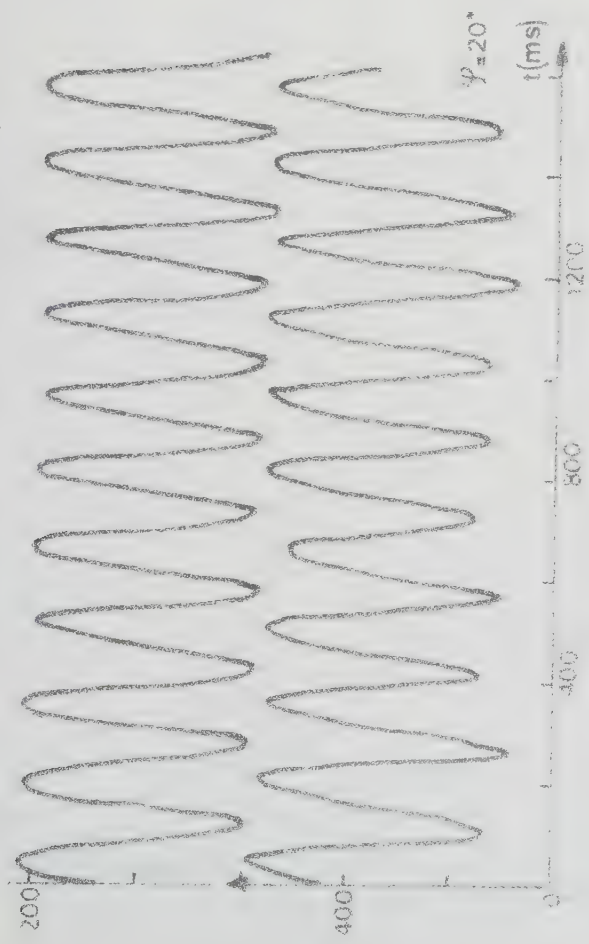
Taux parietal de pulsation $0,5 < r < 1$

CYLINDRE II $\bar{U}_{\infty} = 59 \text{ cm/s}$

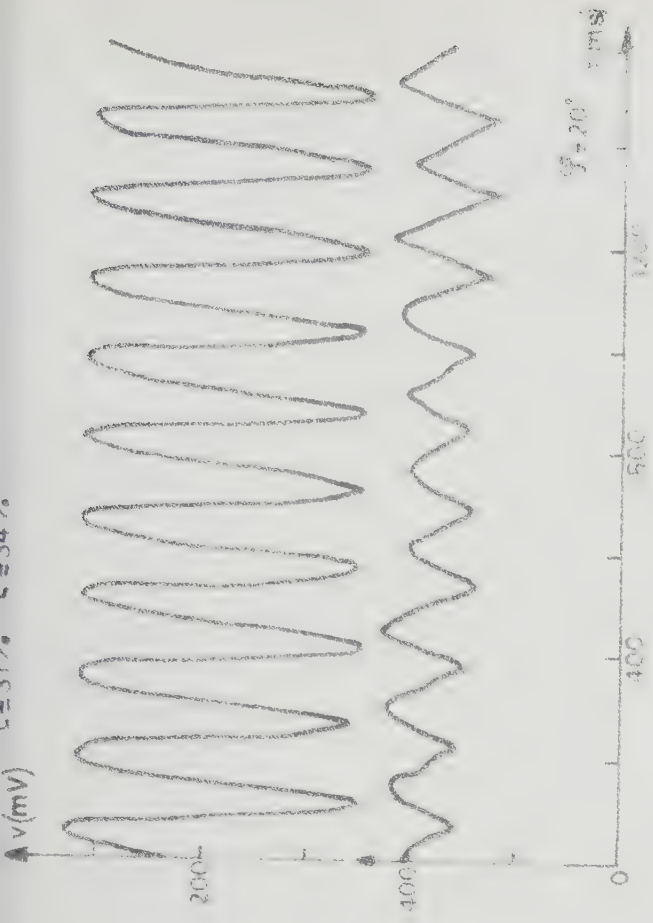


CYLINDRE II écoulement pulse $0.5 \leq r < 1$

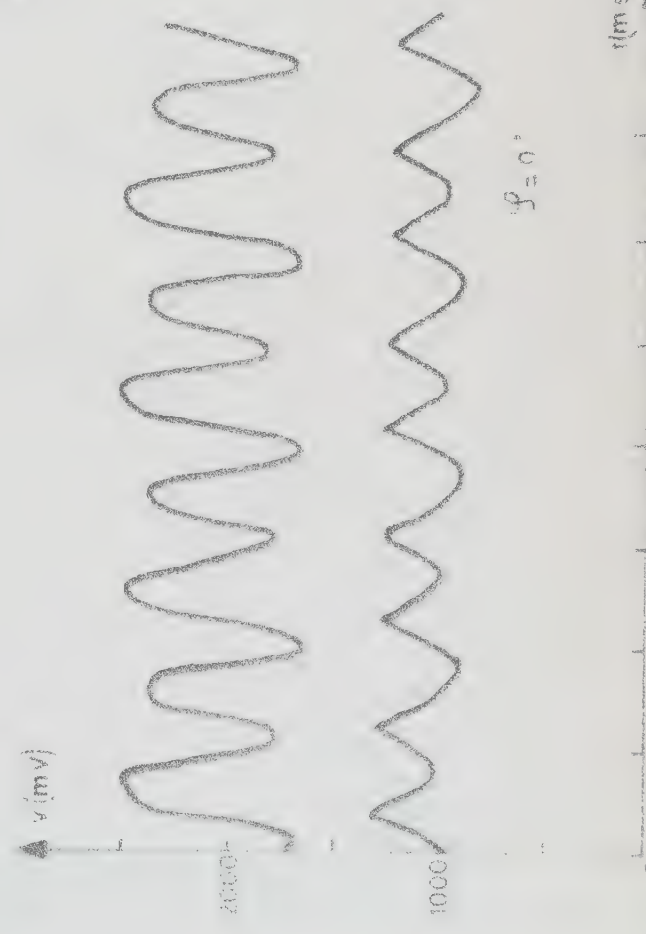
$\omega = 317^\circ$ $\omega = 347^\circ$



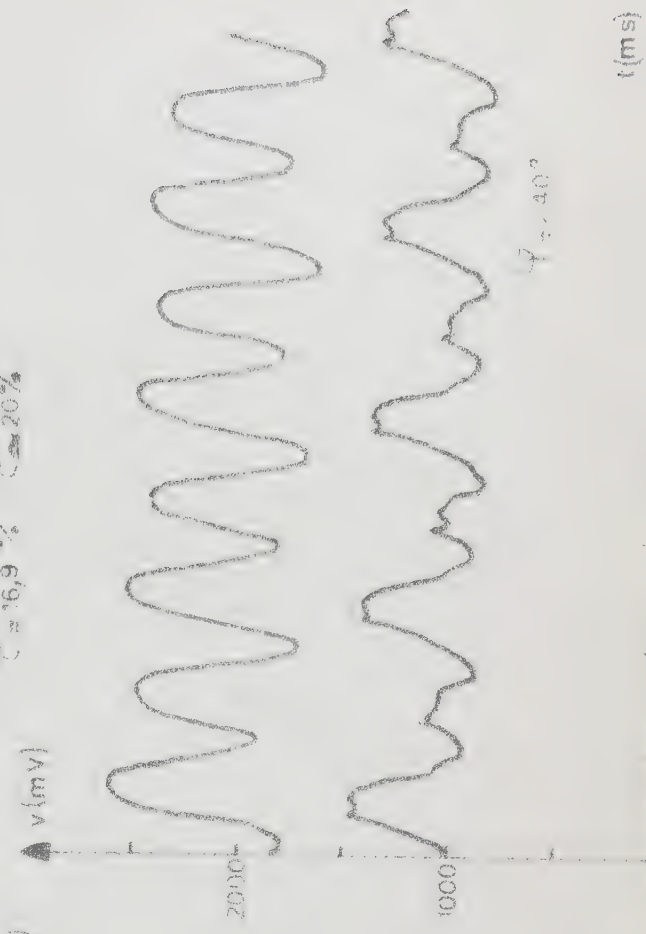
A



$1 \leq r < 2$



B



$\bar{U}_\infty = 43 \text{ cm/s}$ $F = 10 \text{ Hz}$
 $\tau = 16.9^\circ$ $\tau = 20^\circ$

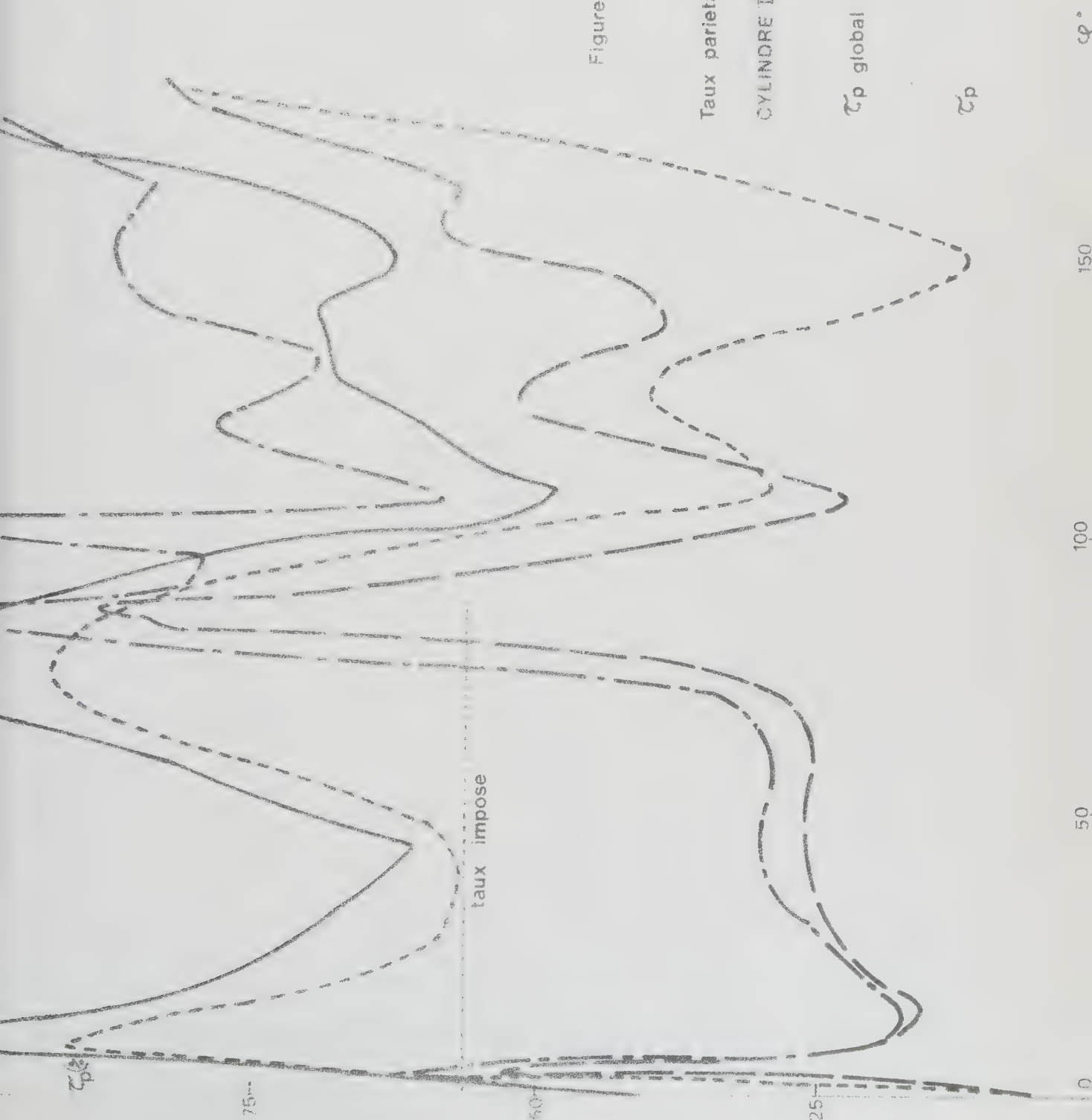


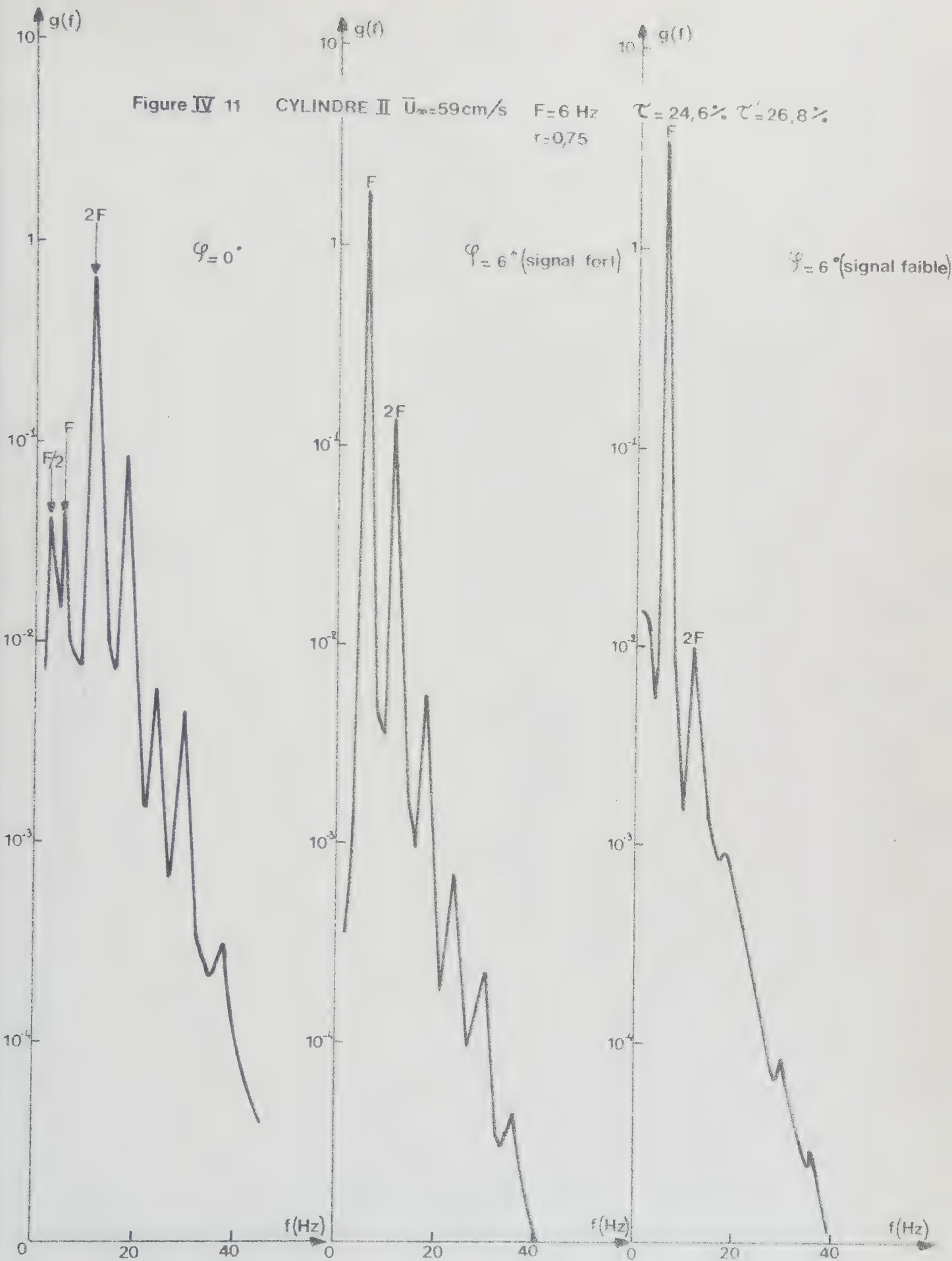
Figure IV 10

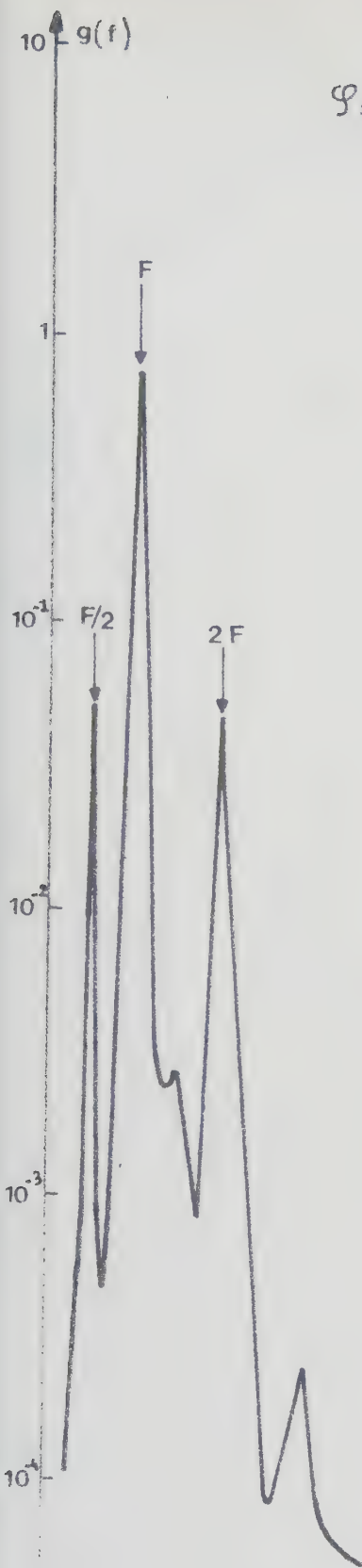
Taux parietal de pulsation

CYLINDRE II $\bar{U}_\infty = 59 \text{ cm/s}$ $F = 6 \text{ Hz}$
 $\tau = 37,5\%$

- C_p global — flanc 1
- flanc 2
- flanc 1
- flanc 2

φ°





CYLINDRE II $\bar{U}_\infty = 59 \text{ cm/s}$

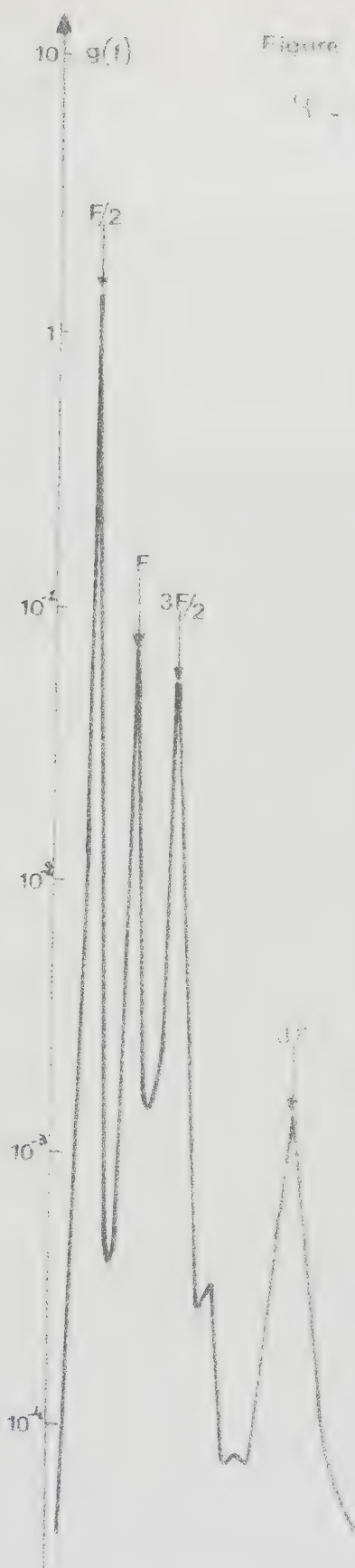
$F = 12 \text{ Hz}$

$r = 1.5$

$\tau = 16.4 \%$

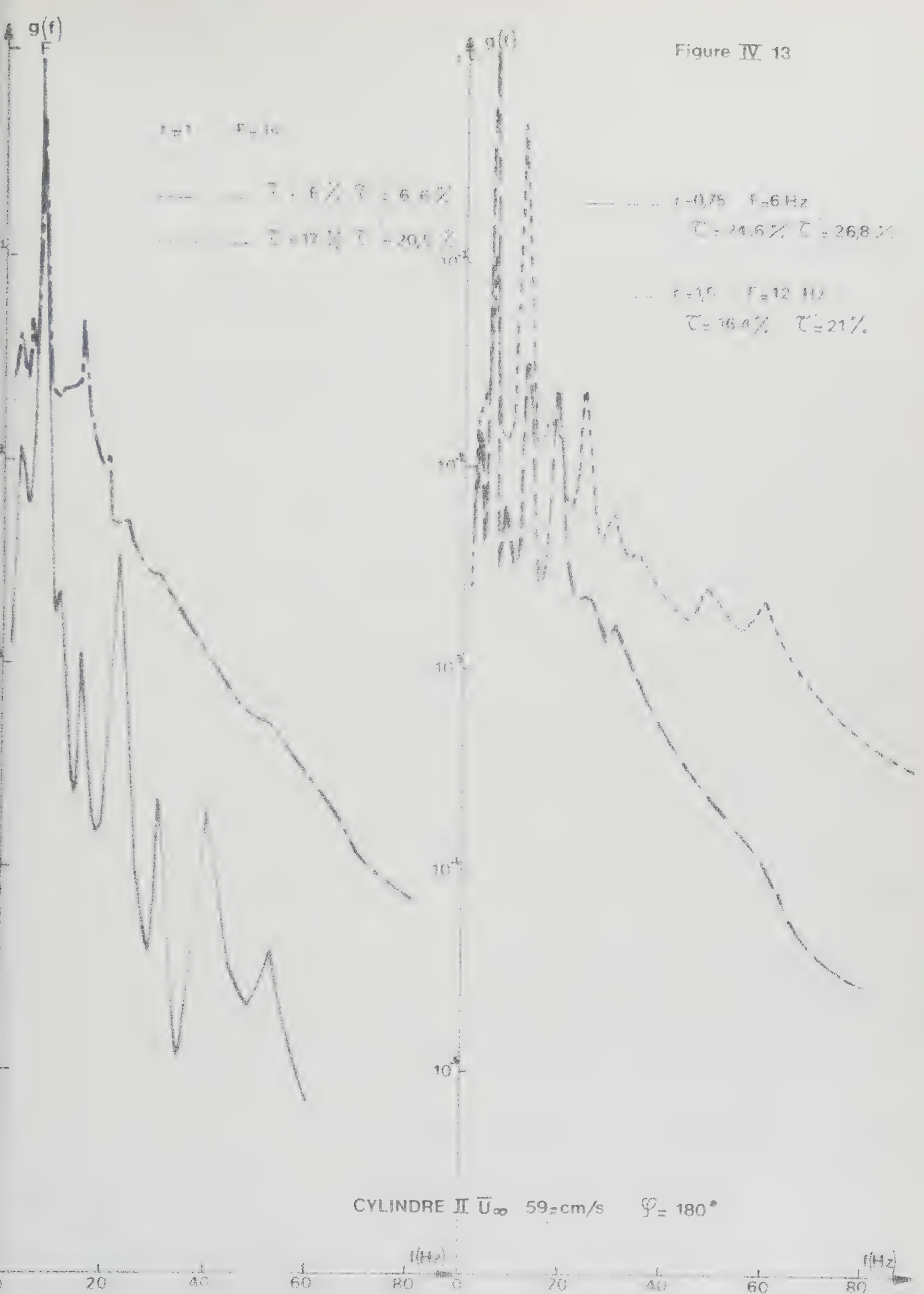
$\tau = 21 \%$

$f(\text{Hz})$



$f(\text{Hz})$

Figure IV 13



A ces forts taux, on avait remarqué une différence de gradient moyen de vitesse entre les deux flancs du cylindre, la fluctuation du signal de forte amplitude correspondant au flanc sur lequel la vitesse moyenne à la paroi amont du cylindre est la plus faible.

La mesure du taux pariétal de pulsation traduit les observations précédentes. L'écart d'amplitude du signal sur les deux flancs du cylindre apparaît nettement sur ces courbes de taux pariétal (fig. IV.10).

A l'amont, le signal fort présente un taux pariétal de pulsation sensiblement égal au taux de pulsation imposé, alors que sur l'autre flanc, le signal adopte une amplitude nettement inférieure à ce dernier.

Sur la face arrière du cylindre, les résultats sont opposés, surtout en ce qui concerne la fréquence fondamentale de pulsation.

De nombreuses analyses spectrales que nous avons menées, (fig. IV. 11), il ressort essentiellement que le signal de forte amplitude ressemble au signal extérieur sur la face amont du cylindre, et qu'il reste à peu près non perturbé jusqu'à des angles φ supérieurs à 90° . Au point d'arrêt amont, on remarque également l'apparition de pics aux fréquences $F/2$ et $2F$, ce qui prouve que cette zone est très agitée.

Il s'agit d'expliquer la dissymétrie qui apparaît entre les deux flancs du cylindre dès que le taux de pulsation dépasse une certaine valeur.

Tous les résultats tendent à indiquer une dissymétrie dans la formation des tourbillons, l'un, de petite taille, étant en phase avec la pulsation, et l'autre, de grande taille, étant en opposition de phase, puisqu'il provoque une pulsation pariétale moindre pour un gradient de vitesse moyen supérieur.

Le film de l'évolution du sillage confirme bien ces hypothèses.

On constate bien que le gros tourbillon s'échappe sensiblement lorsque la vitesse est minimum; il se décroche en s'écartant du plan de symétrie du cylindre. Il est important de noter que la fréquence d'échappement des tourbillons, mesurée sur le film, est la fréquence imposée.

2° - Etude du signal pour $1 < r \leq 2$

$$r = 1,5 \quad F = 12 \text{ Hz.}$$

Dans cette zone de fréquences, le gradient moyen de vitesse à la paroi fait apparaître

- aucune dissymétrie entre les deux flancs du cylindre
- un recul du décollement quand τ croît
- un pic, non situé au point d'arrêt aval, sur la face aval.

Sur les photos du signal (fig. IV 9 b), on observe, sauf aux points d'arrêt amont et aval, l'existence d'une période double, qui se remarque surtout sur la face amont du cylindre. Ce phénomène de période double se traduit essentiellement par des minima de vitesses différents, les maxima étant un peu moins affectés. Cette période double se laisse également ressentir sur la sonde hémisphérique, ce qui implique la variation de la vitesse à la frontière de l'écoulement potentiel.

L'analyse spectrale du gradient de vitesse sur le cylindre met en relief cette période double, puisque la composante de fréquence moitié est plus importante que la composante fondamentale (fig. IV. 12). Au point d'arrêt aval, et au point d'arrêt amont, le fondamental est par contre plus important, ce qui s'explique par une opposition de phase entre le phénomène de fréquence moitié relatif à chaque flanc.

Les courbes de taux pariétal sont comparables à celles étudiées pour $r = 0,75$ à faible taux. A fort taux, on remarque cependant que le gain de taux de pulsation a disparu.

On peut donc penser que, pendant le temps d'une demi pulsation de vitesse incidente, le tourbillon en formation sur un flanc n'acquiert pas l'énergie suffisante pour se libérer; le tourbillon augmentant la vitesse à la frontière, le minimum de gradient de vitesse sera alors moins prononcé. Le tourbillon aura donc tendance à s'échapper avant la fin de la deuxième pulsation, et plus probablement au moment du maximum de vitesse, puisque l'énergie fournie au tourbillon est alors très grande. A cet instant, un tourbillon peut se former sur l'autre flanc, car la vitesse et la pression sur le premier flanc ont chuté considérablement, en raison des effets combinés de la décroissance de vitesse extérieure et du décrochement du précédent tourbillon. Les tourbillons se décrochent ainsi alternativement sur chaque flanc du cylindre, un tourbillon s'échappant à chaque pulsation sur un flanc ou l'autre.

Le film du sillage montre effectivement une allée de tourbillons, dont la fréquence mesurée de formation sur un flanc est la moitié de la fréquence imposée.

On remarque sur le film que les tourbillons s'échappent sur des axes beaucoup plus rapprochés qu'en régime permanent. Nous attribuons ceci au fait que les tourbillons, disposant d'un temps de formation plus grand, acquièrent une masse plus grande, masse qui est plus facilement captée par la dépression relative au flanc opposé, notamment au cours du premier minimum de vitesse incidente.

3° - Etude du signal pour $r = 1$.

$$F \approx f_s \approx 8 \text{ Hz.}$$

Cette fréquence, définie à partir du nombre de Strouhal déterminé en écoulement permanent et de la vitesse moyenne de l'écoulement pulsé, ne caractérise plus le décrochement des tourbillons. Plus le taux croît, moins elle a de signification. Nous la considérons donc plutôt

comme une fréquence de transition. Il n'est donc pas étonnant que sur l'écran de l'oscilloscope, la forme du signal évolue périodiquement entre les aspects propres aux fréquences supérieures et inférieures, surtout à fort taux.

On pourrait penser obtenir un phénomène de résonance à cette fréquence. Si on n'observe rien de tel quant à l'amplitude du signal fluctuant (le taux pariétal de pulsation ne se différencie pas de celui obtenu aux autres fréquences), on constate sur les spectres relevés au point d'arrêt aval (fig. IV. 13) une plus forte concentration de l'énergie sur la fréquence fondamentale de pulsation. De nombreux harmoniques apparaissent, mais de faible niveau.

Un film, pris au voisinage de cette fréquence, confirme l'irrégularité dans le mode de décrochement des tourbillons.

Etude du signal pour $r > 2$ et $r < 0,5$

Nous n'avons guère poursuivi nos investigations en dehors des zones déjà vues.

Pour une fréquence de pulsation supérieure à $2 f_g$, le signal n'a plus la composante de fréquence moitié; par contre, on distingue sur les photos des harmoniques supérieurs. Le signal est régulier, mais il comporte des pics prononcés. Le film du sillage montre un désordre prononcé dans le sillage, difficile à interpréter.

Pour $r < 0,5$, le phénomène dissymétrique disparaît, quelque soit le taux de pulsation; le signal montre une forme irrégulière, ce qui peut s'expliquer si plusieurs tourbillons s'échappent pendant une période de pulsation.

Conclusion.

Cette étude en écoulement pulsé autour d'un cylindre met en relief l'influence du sillage sur le gradient moyen de vitesse à la paroi et ses fluctuations.

Différents phénomènes apparaissent en fonction de la valeur du rapport $r = F/f_s$, et en fonction du taux de pulsation.

Pour des taux inférieurs à 10 %, le gradient moyen de vitesse est peu altéré par la pulsation sur la face amont du cylindre, en revanche, cette dernière se manifeste de manière plus sensible à l'arrière du cylindre. Le taux pariétal de pulsation est accru tout autour du cylindre.

Puis, lorsque le taux de pulsation croît, on note l'apparition de dissymétries entre les flancs du cylindre pour $0,5 < r < 1$, le recul du point moyen de décollement et l'apparition de fréquences moitié à faible taux de pulsation pour $1 < r < 2$.

Tous ces phénomènes ne peuvent s'expliquer qu'en tenant compte des actions dues au sillage du cylindre.

Etude du transfert de masse en écoulement pulsé.

A - Mise en oeuvre du cylindre et du dispositif de mesure.

La détermination du transfert de masse a nécessité la construction de cylindres convectant totalement, avec insertion d'une sonde de mesure isolée électriquement du reste de la surface, mais présentant une discontinuité négligeable, afin de ne pas perturber le champ de diffusion.

I - Réalisation du cylindre (schéma V. 1).

Un fin tube de platine, de 5/100 mm d'épaisseur et 22 mm de diamètre, a été manchonné autour d'un cylindre creux en plexiglas. Quatre petites fentes radiales ont servi à fixer le platine par collage à l'araldite. Trois fils de cuivre avaient été préalablement brasés sur la face interne du tube de platine, et glissés par de petites fentes vers l'intérieur du manchon de plexiglas. Ces trois fils permettent de séparer électriquement le bloc central de deux anneaux de garde.

En raison des facilités de construction, nous avons opté pour des micro-électrodes circulaires, l'une de diamètre 1mm, et l'autre 0,5mm. Des orifices de 1,2mm et 0,7mm ont donc été percés dans le cylindre, bouchés à la colle, puis reperçés à un diamètre inférieur. Le fil de platine, brasé à l'argent sur du fil de cuivre, a alors été glissé et collé sur place. Le cylindre a ensuite été finement poli.

Des photos de ces sondes ont permis de mesurer exactement les surfaces. La plus grande mesure $0,641 \text{ mm}^2$. La largeur de l'isolant est en moyenne de 0,2 mm. La perturbation du champ de diffusion n'est donc pas forcément négligeable.

II - Modification de la chaîne de mesure.

Les courants mis en jeu sont beaucoup plus importants que dans le cas d'une sonde située en paroi inerte. L'alimentation a donc été transformée. Plusieurs piles à grands débits associées en parallèle, alimentent un potentiomètre de 10Ω , et assurent ainsi une tension d'alimentation suffisamment stable.

L'ensemble du cylindre a été porté au potentiel de la terre, la différence de potentiel entre l'électrode de référence et le cylindre étant de $+ 150$ mV. Les courants traversant les micro-électrodes sont mesurés par des amplificateurs opérationnels.

De façon à éviter une modification trop marquée de la concentration en ferricyanure au cours d'une série de mesures, nous avons utilisé une solution comprenant du ferri- et du ferro-cyanure en concentrations équimolaires.

Le tracé préalable d'un polarogramme de mesure a donné satisfaction.

B - Etude du transfert de masse.

I - Détermination du transfert théorique en écoulement permanent.

Par une méthode analogue à celle de FROSTING (3), nous avons utilisé le développement en série de la vitesse dans la couche-limite laminaire du cylindre pour calculer théoriquement l'expression $Sh/Re^{1/2} Sc^{1/3}$

Cette expression est particulièrement commode pour exprimer le transfert de masse, car, dans la couche-limite, elle est indépendante des nombres de Reynolds et de Schmidt.

En effet, on peut écrire :

$$\frac{Sh(x^*)}{Re^{1/2} Sc^{1/3}} = \frac{1}{\Gamma(4/3)} \cdot \frac{(2\xi)^{1/2}}{(9 \int_0^{x^*} (2\xi)^{1/2} dx^*)^{1/3}}$$

La valeur du gradient réduit de vitesse ξ n'est fonction que des coefficients de son développement en série de x^*

$$\xi = \beta_1 x^* + \gamma_1 x^{*3}$$

Les valeurs de β_1 et γ_1 dépendent essentiellement de l'effet bouchon. Dans le cas du cylindre qui nous occupe, la quantité d/H vaut 0,26; et pour cette valeur, MARTIN (4) donne les valeurs de β et γ :

$$\beta = 4,10 \qquad \gamma = 3,46$$

Le profil théorique, calculé par intégration numérique, est porté sur la figure V. 2.

II - Comparaison du transfert théorique avec nos mesures.

Le profil théorique du transfert se place nettement en dessous de nos valeurs mesurées.

Pour expliquer cette différence, nous pouvons nous référer aux travaux de KESTIN, MAEDER et SOGIN (44). Ces auteurs ont constaté un accroissement du transfert thermique sur la face amont des cylindres lorsque le taux de turbulence de l'écoulement incident croît. Par exemple au point d'arrêt amont, le nombre de FRÖSSLING $Fr = Nu / \sqrt{Re}$ croît de 1,3 à 1,6 quand le taux de turbulence passe de 0,8 à 1,9 %. La turbulence que nous avons mesurée au film chaud est de 0,5 % environ dans notre veine. Or KESTIN, MAEDER et SOGIN, pour des nombres de Reynolds certes plus élevés ($Re > 10^5$), constatent un accroissement de transfert d'au moins 10 % pour un tel taux de turbulence. L'écart ainsi établi correspond sensiblement à celui que nous observons sur nos courbes.

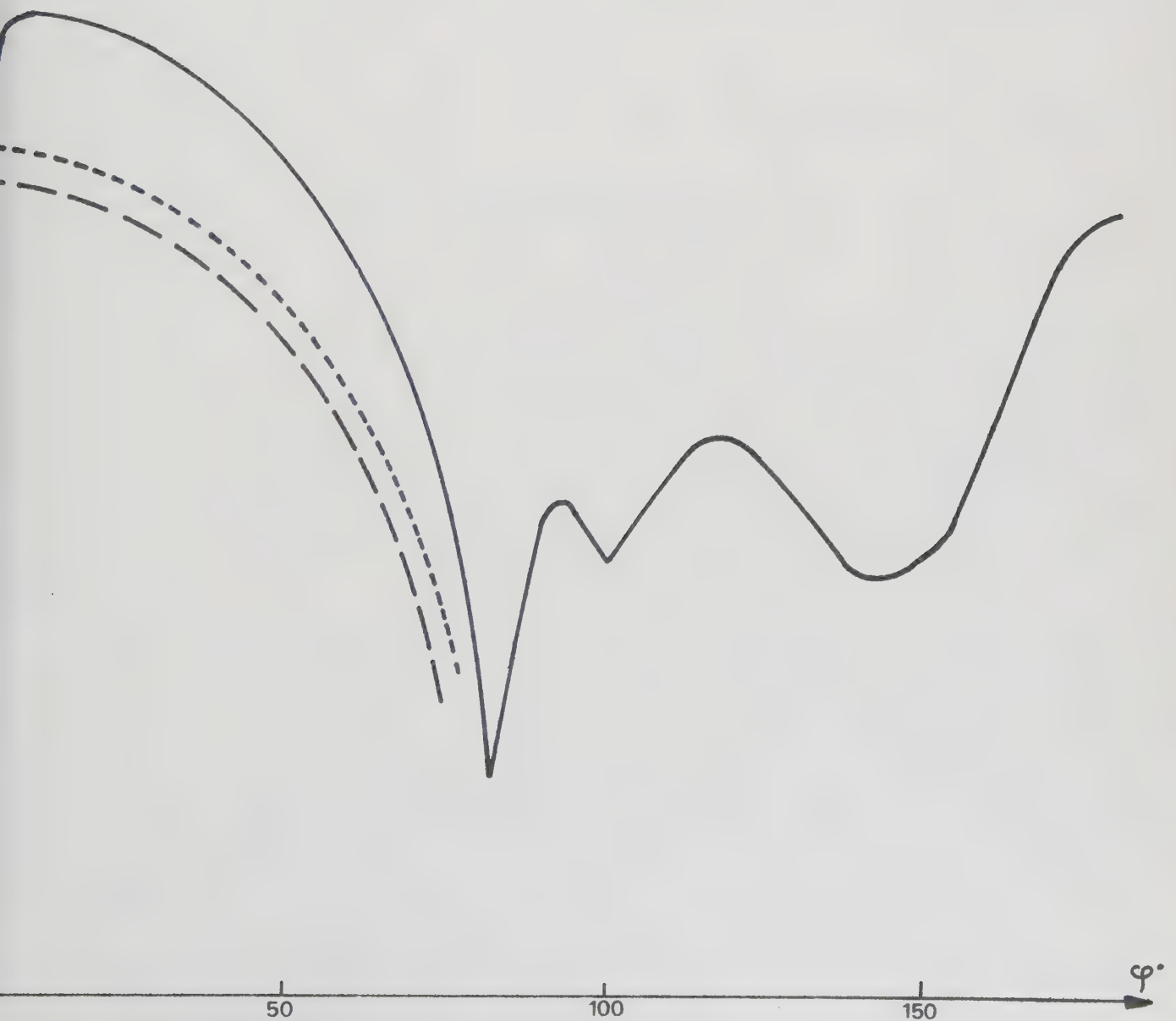
Nous remarquons sur la figure V. 2 une chute de transfert au point d'arrêt amont, chute anormale si on se reporte au calcul théorique ou aux mesures relevées par de nombreux expérimentateurs. Nous pensons que ce fait est imputable à l'anneau isolant qui entoure la sonde de mesure, et qui, en couche-limite naissante, perturbe la mesure.

$$Sh/Sc \uparrow Re \uparrow$$

Figure V 2

Ecoulement permanent

profils theoriques — — — sans effet bouchon
 - - - - avec effet bouchon
 $\frac{d}{H} = 0,25$
 ——— profil mesure $\bar{U}_\infty = 80 \text{ cm/s}$



A l'arrière du cylindre, on peut distinguer deux zones. Entre 80° et 150° , les courbes de transfert montrent l'existence de maxima nettement marqués. Ceux-ci sont de taille bien plus importante que ceux décelés par MARTIN (4). On peut attribuer ce fait à l'importance de l'effet bouchon. D'autre part, on a vu que dans cette zone, les effets tridimensionnels sont susceptibles d'intervenir notablement.

A partir de $\varphi = 150^\circ$, le transfert croît régulièrement jusqu'au point d'arrêt aval.

III - Transfert de masse en écoulement pulsé.

L'étude du gradient de vitesse menée au chapitre IV a montré que des phénomènes différents interviennent selon la valeur du rapport $r = F/f_s$.

Nous avons donc porté notre attention sur les deux zones $0,5 < r < 1$ et $1 < r < 2$.

1° - Etude du transfert pour $0,5 < r < 1$.

$$r = 0,75 \quad F = 6 \text{ Hz.}$$

Tant que le taux reste faible, et que, par conséquent, la dissymétrie d'écoulement n'apparaît pas, le transfert local de masse ne subit pas de transformation décelable (fig. V. 3) à l'amont du cylindre. Par contre, on observe un gain de transfert important à l'arrière du cylindre. On peut rapprocher ce gain d'échange à l'arrière du cylindre de l'augmentation importante de la quantité ξ relevée au chapitre IV, même à taux de pulsation peu important.

Lorsque, à fort taux, la dissymétrie de vitesse apparaît entre les flancs du cylindre, elle se traduit par un transfert différent. Celui-ci peut ainsi s'écarter, de part et d'autre du transfert obtenu en écoulement permanent, de 25 %, à l'amont comme à l'aval. La dissymétrie s'étant révélée moins stable, peut-être en raison de l'effet bouchon, les points de mesure obtenus ne permettent cependant pas de tracer les courbes avec précision.

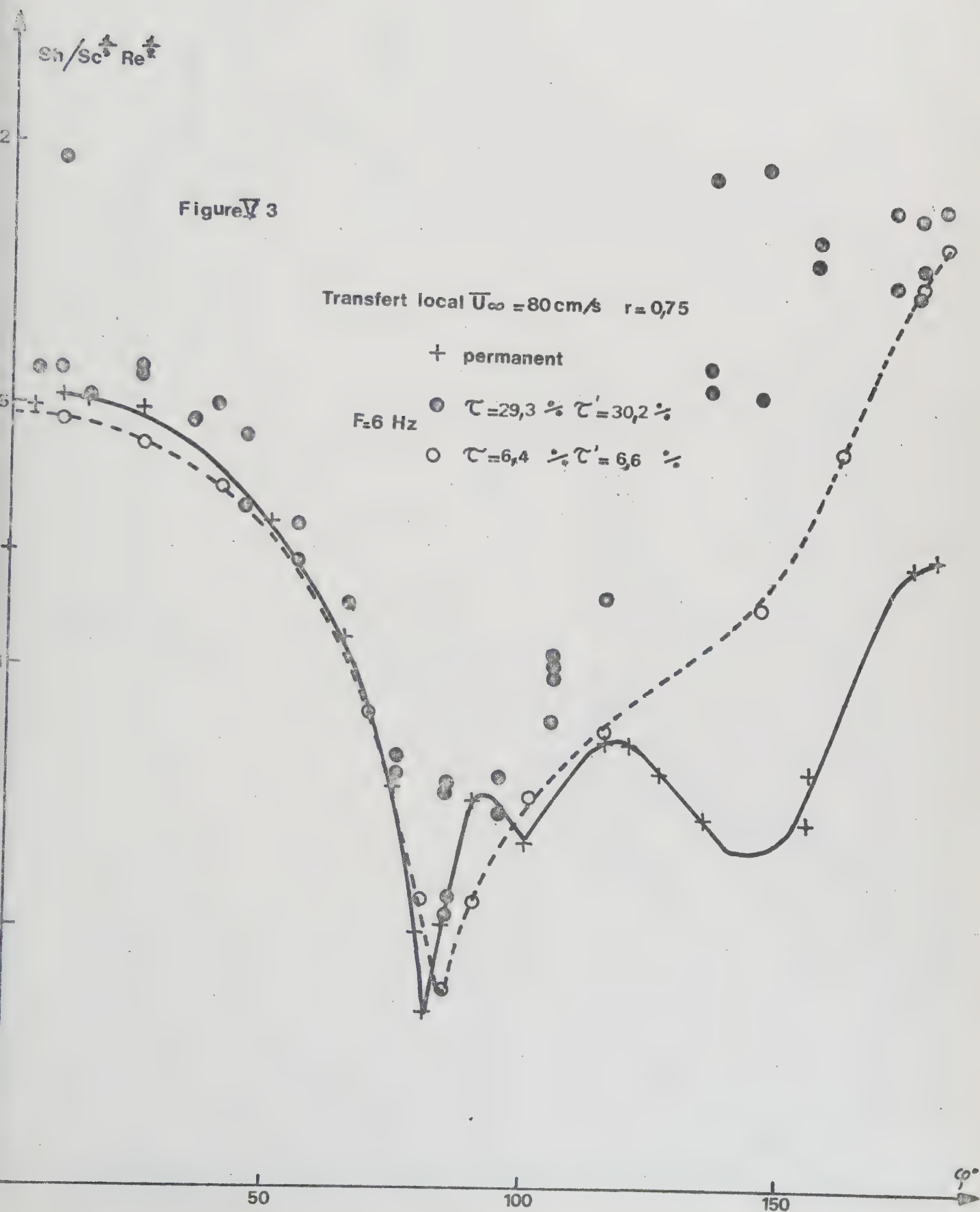


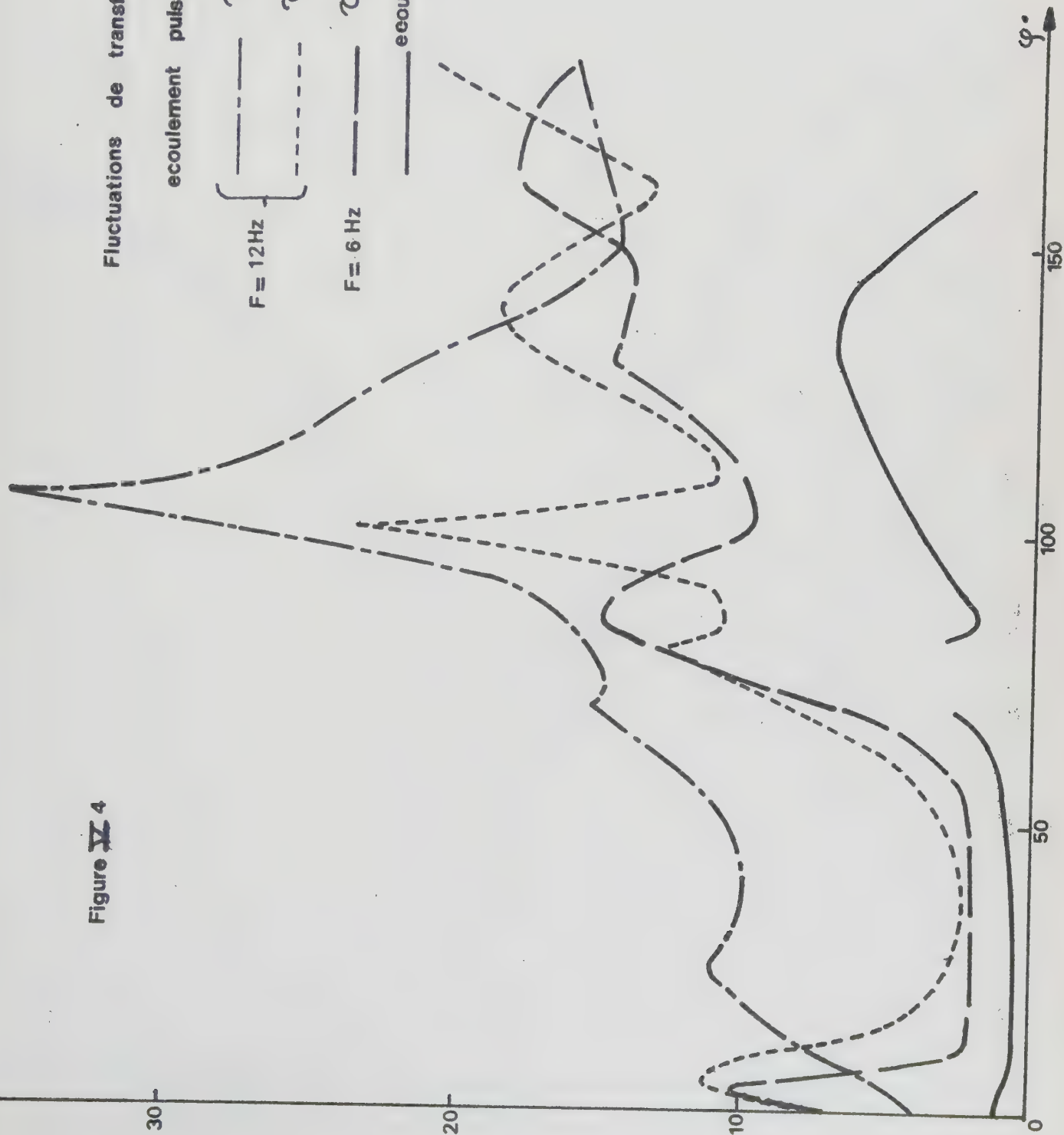
Figure IV 4

Fluctuations de transfert

écoulement pulse $\bar{U}_{\infty} = 80 \text{ cm/s}$

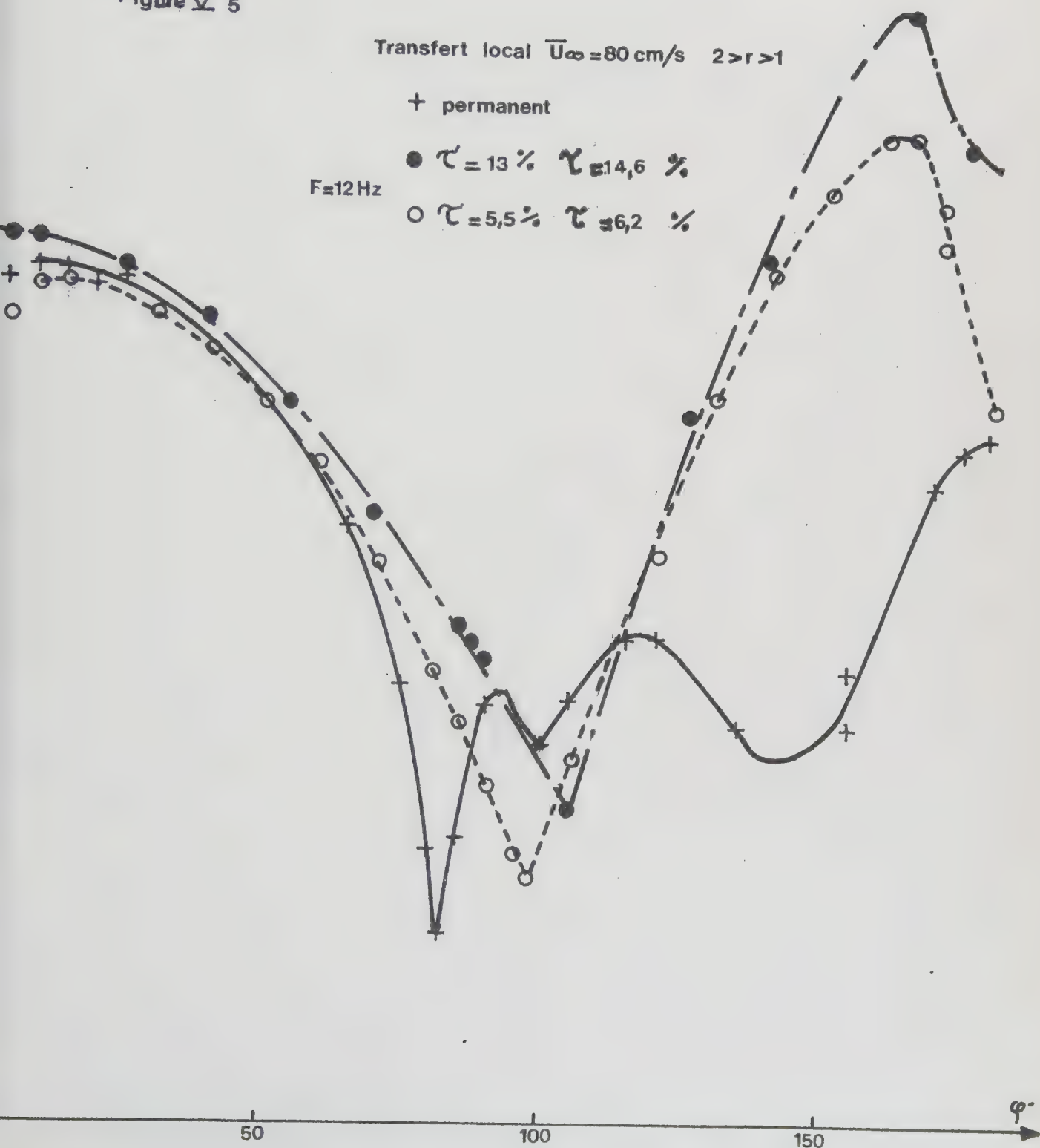
$F = 12 \text{ Hz}$ { $\tau = 13 \%$
 $\tau = 5,5 \%$

$F = 6 \text{ Hz}$ { $\tau = 6,4 \%$
 ——— écoulement permanent



$$Sh/Sc^{1/2} Re^{1/2}$$

Figure 5



$Sh/Sc \uparrow Re \uparrow$

Figure 6

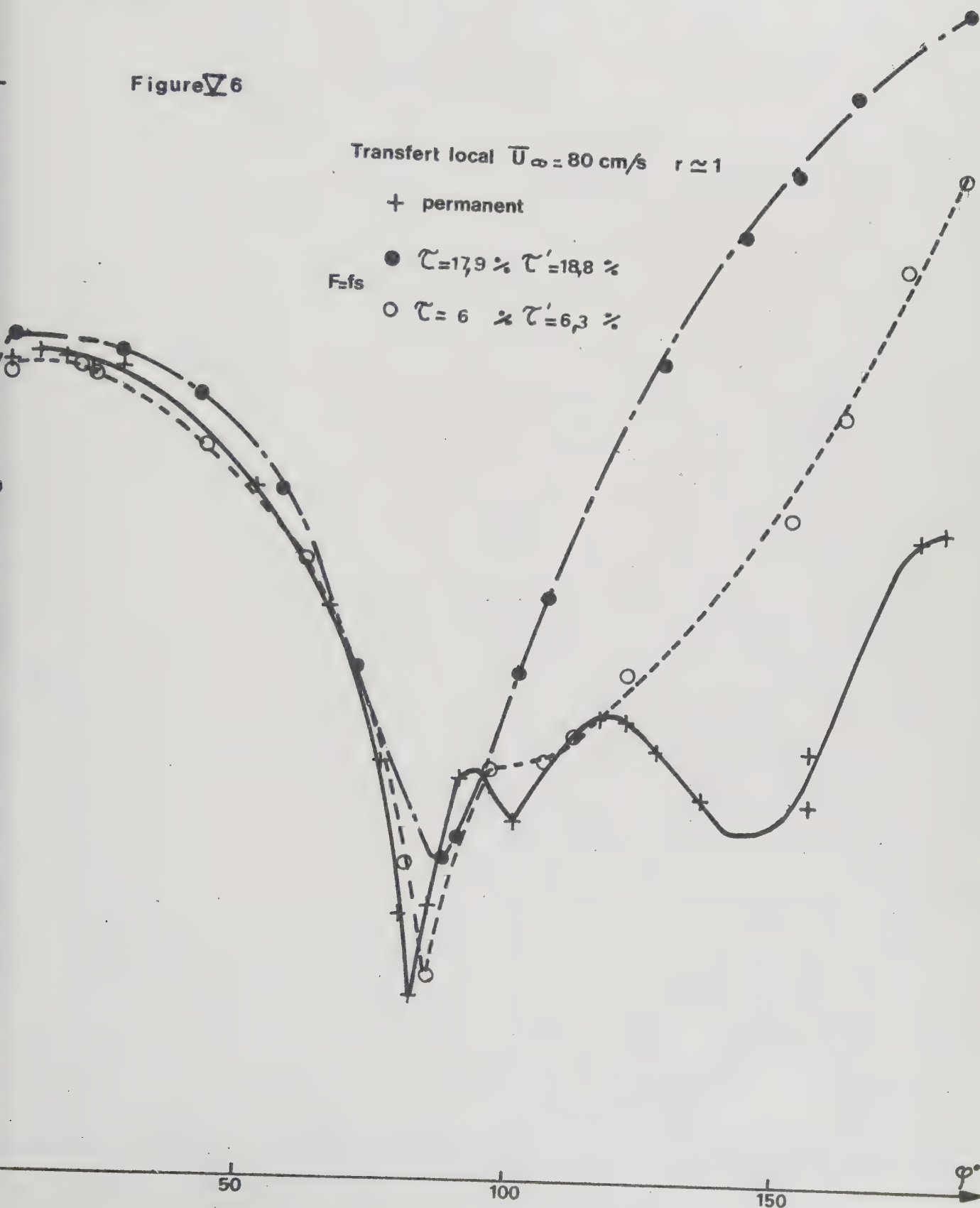


Figure V.7

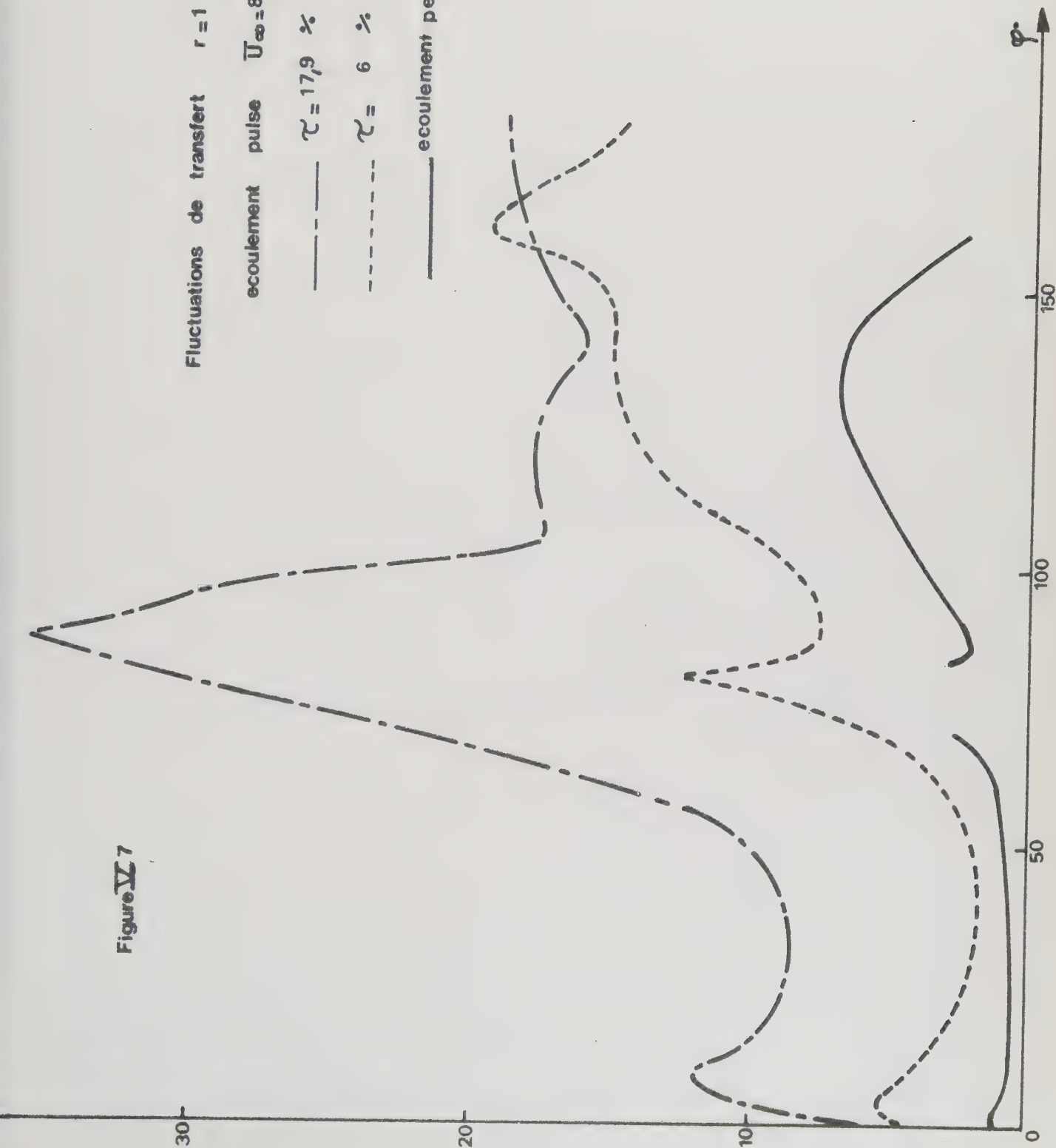
Fluctuations de transfert $r=1$

écoulement pulse $\bar{U}_\infty = 80 \text{ cm/s}$ $F = fs$

----- $\tau = 17,9 \%$

----- $\tau = 6 \%$

_____ écoulement permanent



Comme le montre la figure V. 4, l'amplitude de la partie fluctuante du transfert τ_t est faible sur la face amont du cylindre. A l'arrière, par contre, elle est plus importante. Dans l'ensemble, elle suit une évolution semblable à celle des fluctuations du gradient de vitesse.

2° - Etude du transfert pour $1 < r < 2$.

$$r \approx 1,5 \quad F = 12 \text{ Hz}$$

L'évolution du transfert moyen (fig. V. 5) résulte de celle suivie par le gradient moyen de vitesse à la paroi.

L'augmentation du gradient pour $\varphi > 48^\circ$, suivi du recul du décollement, observé au chapitre précédent, se traduit, de la même façon, par un accroissement du transfert moyen. A l'arrière du cylindre, le maximum de transfert s'obtient avant le point d'arrêt aval, pour $\varphi \approx 160^\circ$, ce que nous attendions au vu de nos courbes de gradient de vitesse.

Le gain de transfert de masse qui apparaît nettement sur ces courbes est relativement plus important pour des taux faibles.

Le transfert fluctuant présente une évolution intéressante. En effet, l'influence du taux de pulsation se fait surtout sentir avant le décollement, dans la zone du décollement. (fig. V.4).

Pour $\varphi > 130^\circ$, l'amplitude de la fluctuation de transfert est sensiblement du même ordre de grandeur à faible et à fort taux.

3° - Evolution du transfert pour $r \approx 1$ $F = f_s$.

Dans la forme des courbes, on ne distingue guère de différences avec celles obtenues pour $0,5 < r < 1$. (fig. V.6).

De même, en ce qui concerne la partie fluctuante, on observe une augmentation, à fort taux, essentiellement localisée à l'amont du cylindre, et dans la zone du décollement. (fig. V.7).

4° - Comparaison des gains d'échange obtenus à différentes fréquences.

ARTIN avait noté, à taux de pulsation constant et pas trop élevé (2 à 4 %), un gain relatif de transfert d'environ 5 % en pulsant à la fréquence de Strouhal.

Si nous comparons l'échange intégré à faible taux ($\tau \approx 6\%$) pour les trois fréquences étudiées, nous observons un gain de 0,3 % à la fréquence de Strouhal pour $\tau = 6\%$ par rapport à 6 Hz pour τ valant 6,4%.

Ramené au même taux, le gain de transfert global serait donc plus important à la fréquence de Strouhal, ce qui correspond aux résultats de MARTIN.

A 12 Hz et pour τ valant 5,5%, le transfert est de 5 % supérieur au transfert précédent à la fréquence de Strouhal.

REIN, dès que τ atteint 6 %, constatait de même une augmentation de l'échange lorsque la fréquence de pulsation dépassait la fréquence de Strouhal. Pour τ voisin de 6 %, le transfert apparaît ainsi plus important lorsqu'on pulse au dessus de la fréquence de Strouhal.

Conclusion.

La mesure du transfert local de masse met en évidence les mêmes phénomènes qu'en gradient pariétal moyen de vitesse, une augmentation de gradient de vitesse moyen entraînant, notamment à l'arrière du cylindre, un gain de transfert.

Les gains de transfert sont d'ailleurs importants à l'arrière du cylindre, ce qui confirme les travaux de MARTIN. Ces gains ne progressent que peu lorsque le taux de pulsation croît.

Le transfert mesuré paraît plus important dans la zone comprise entre $r = 2$ et $r = 1$.

L'étude des fluctuations de transfert montre que celles-ci ont une importance assez grande dans la zone du décollement et à l'arrière du cylindre. Quand le taux croît, les fluctuations de transfert sont accrues essentiellement sur la face amont et au décollement.

C O N C L U S I O N

L'emploi de la méthode polarographique pour l'étude d'écoulements pulsés s'est révélée féconde. L'étude théorique a montré que la réponse dynamique de micro électrodes placées à la paroi d'un cylindre est satisfaisante dans la couche-limite laminaire tant que le gradient pariétal de vitesse n'est pas trop faible. Il a été possible d'estimer les corrections nécessaires. Il apparaît également que la taille de l'électrode joue un rôle important dans le déphasage introduit dans les mesures. Une vérification expérimentale de cette étude reste cependant à faire, peut être par des mesures de pression instantanée tout autour du cylindre.

Nous avons appliqué la méthode pour déterminer les gradients de vitesse moyens et fluctuants autour des cylindres en écoulement permanent et en écoulement pulsé.

En écoulement permanent, nous avons pu retrouver les résultats obtenus antérieurement par d'autres chercheurs, et, en particulier, nous avons mis en évidence une pulsation induite par le décrochement des tourbillons à la fréquence de STROUHAL sur tout le pourtour du cylindre. Nous avons été amenés à faire l'hypothèse que cette pulsation résultait d'une variation de vitesse à la frontière de la couche-limite, variation de vitesse imputable à l'obstacle que constitue le tourbillon.

Lorsqu'on surimpose une pulsation extérieure de vitesse, on obtient alors une interaction avec les phénomènes de formation des tourbillons, qui se traduit, dans tous les cas, par un accroissement des valeurs mesurées à l'arrière du cylindre. On peut classer les résultats selon la valeur du rapport de la fréquence de pulsation à celle de STROUHAL, et selon le taux de pulsation.

A faible taux de pulsation, le battement qui résulte de la composition des mouvements ne modifie pas le gradient moyen sur la face amont, contrairement à ce qui paraît être le cas sur la face arrière.

En revanche, lorsque le taux croît, les effets de la pulsation deviennent plus marqués, et ils modifient même le gradient moyen sur la face amont du cylindre.

- Pour des fréquences de pulsation comprises entre la fréquence de STROUHAL calculée sur la vitesse moyenne et la moitié de celle-ci, l'écoulement se différencie sur les deux flancs, comme le montrent des mesures de gradient moyen, de taux pariétal de pulsation et des analyses spectrales du signal. Ce fait est attribué à une dissymétrie dans la formation et la taille des tourbillons, point confirmé par une visualisation directe par la technique des bulles d'hydrogène.

- Pour des fréquences de pulsation comprises entre la fréquence de STROUHAL et le double de celle-ci, on assiste à un recul du point moyen de décollement de la couche-limite au fur et à mesure que le taux croît, et à l'apparition d'une période double surimposée à la fréquence fondamentale de pulsation, mise en évidence par les analyses spectrales. Cette période double, qui se rencontre tout autour du cylindre sauf aux deux points d'arrêt, provient du fait que les tourbillons se détachent alors, sur chaque flanc, à la fréquence moitié de la pulsation extérieure. Ceci a été mis en évidence par le film du sillage.

- A la fréquence de STROUHAL (fréquence de transition entre les deux zones précédentes), on remarque que la fréquence fondamentale, porte une plus grande partie de l'énergie totale au point d'arrêt aval.

Les évolutions du transfert de masse sont liées à celles du gradient pariétal de vitesse. Le transfert est accru essentiellement sur la face arrière du cylindre où il est fonction croissante du taux de pulsation.

Nous avons pu mesurer le taux de fluctuations de transfert autour du cylindre. Celui-ci, bien que plus faible que celui dû aux fluctuations de gradient de vitesse, n'est cependant pas négligeable, notamment dans la zone du décollement. Une augmentation de taux de pulsation l'accroît surtout dans cette zone et sur la face amont.

Nous retiendrons de cette étude l'influence essentielle de la formation et du décrochement des tourbillons sur l'écoulement autour d'un cylindre. Nous pensons qu'il serait utile de mieux analyser celui-ci, dans le sillage même du cylindre, par des mesures de pression, de vitesse, ou par une technique de visualisation.

TECHNIQUE . DE VISUALISATION PAR BULLES D'HYDROGENE

Afin de mieux comprendre les phénomènes ayant lieu dans le sillage des cylindres, nous avons été amenés à rechercher une méthode de visualisation adaptée à notre montage.

La technique de visualisation par création de bulles d'hydrogène présente l'avantage d'être facilement contrôlée par l'expérimentateur. D'autre part, nous faisons l'hypothèse que les bulles d'hydrogène sont suffisamment petites pour ne pas perturber l'écoulement, et ne pas trop dévier de la trajectoire du liquide.

Une discussion de cette technique a été faite par KLINE, REYNOLDS, SCHAUB et RUNSTADLER (52), en vue de permettre des mesures quantitatives. Ces auteurs ont appliqué cette méthode pour étudier la structure des couches limites turbulentes sur plaque plane (53).

MISE EN OEUVRE

Peu de modifications ont été nécessaires pour adapter notre montage, le liquide réactif et la plaque de platine servant d'anode étant directement utilisables. L'hydrogène est produit sur un fil fin de nickel, de diamètre 25/100 mm, faisant une boucle autour du cylindre. Une alimentation spéciale a été conçue pour permettre le passage d'un courant de 5 ampères pendant des impulsions de durée réglable. L'éclairage s'effectue au travers de la fente pratiquée dans l'anode à l'aide d'une lampe de 1000 watts, refroidie par un ventilateur.

Outre des photos, des films ont été pris avec une caméra rapide. La vitesse de déplacement couramment choisie était de 250 images par seconde environ, un marquage de temps apparaissant sur le film pour permettre des mesures précises.

RESULTATS

Nous avons d'abord employé la technique en écoulement permanent. Sur les photos, on peut suivre l'évolution du sillage. On constate en particulier que l'angle formé par la ligne de séparation avec la tangente au cylindre dépend de la position des tourbillons, ce qui tend à justifier nos hypothèses du chapitre III.

Pour un nombre de REYNOLDS de 15.000, on distingue bien, sur certaines photos, une allée de tourbillons, aux coeurs nettement visibles et entourés d'un halo diffusionnel.

Le rapport d'/h mesuré entre la distance séparant les deux rangées de tourbillons et la distance séparant deux tourbillons consécutifs d'une même rangée est de 0,19. Or la théorie prévoit 0,281. On peut penser éventuellement que l'effet bouchon relatif à ce cylindre ($d/H = 0,26$) modifie le rapport d'/h par l'effet contraignant des parois. Le film permet en outre de retrouver la fréquence de STROUHAL prévue par simple comptage.

En écoulement pulsé, les films ont déjà permis au chapitre IV d'analyser le processus de décrochement des tourbillons dans ces conditions.

- (1) SCHLICHTING H. - Boundary layer theory Mac Graw Hill 6ème Edition
- (2) ECKERT E.R.G. - Forschungsh 416 B (1942)
- (3) FROSSLING N. - Lunds Univ. Arsskrift NF 2, 36 N° 4 (1940)
- (4) MARTIN M;.- Thèse Nancy (1969)
- (5) SON JS.et HANRATTY T.J. - Journal Fluid Mech. vol.35,p.353 (1969)
- (6) RICHARDSON P.D. - Congrès Heat and Mass Transfer Herceg Novi (1969).
- (7) HELMOLTZ - Mentionné par CAIUS Jacob Paris Gauthier-Villars (1959)
- (8) ROSHKO A. - NACA Report 1191 (1954)
- (9) YAO-TSU WU T. - Journal Fluid Mech. vol. 13 - 161 (1961)
- (10) UNDERWOOD R.L. - Journal Fluid Mech. vol. 37 - 95 (1969)
- (11) PEARSON C.E. - Journal Fluid Mech. vol. 21 - 611 (1965)
- (12) DENNIS S.C.R. et GAU-ZU CHANG - Journal Fluid Mech. vol. 42 (1970)
- (13) SON J.S. et HANRATTY T.J. - Journal Fluid Mech. vol. 35 - 369- (1969)
- (14) NICKERSON R.J. - Thèse Mass. I.T. (1957)
- (15) BARRIOL R. et LUCIUS M. - Journal de Mécanique, vol. 7. N° 1 (1968)
- (16) LIGHTHILL M.J. - Proc. Roy. Soc. A. vol. 224 N° 1156 (1954)
- (17) BARATAUD J.C. - Thèse Nancy (1967)
- (18) LIN, DENTON, GASKILL, PUTNAM - Ind. Eng. Chem. 43 N°9 (1951)
- (19) WILKE, EISENBERG et TOBIAS - Chem. Eng. Progress Symposium séries, N° 16, vol. 51 (1955)
- (20) LEBOUCHE M. et COGNET - Chimie Industrie. Génie Chimique vol. 97. N° 12 (1967)

- (21) REISS L.P., HANRATTY T.J. - A.I.C.H.E. - Journal 8 N°2 (1962)
- (22) REISS L.P., HANRATTY T.J. - A.I.C.H.E. - Journal 9 N°2 (1963)
- (23) SHAW P.V., REISS L.P. et HANRATTY T.J. - A.I.C.H.E. Journal 9
362 (1963)
- (24) SHAW P.V., REISS L.P. et HANRATTY T.J. - A.I.C.H.E. Journal 10
(1964)
- (25) MITCHELL J.E. et HANRATTY T.J. - Journal Fluid Mech. vol. 26
(1966)
- (26) SIRKAR K.K. et HANRATTY T.J. - I and Eng. Chem. Fund. vol. 8
(1969)
- (27) KARABELAS A.J. et HANRATTY T.J. - Journal Fluid. Mech. vol. 34
159 (1968)
- (28) PY B. et GOSSE J. - C.R. Acad. Sc. Paris t. 269 - 401 (1969)
- (29) DIMOPOULOS H.G. et HANRATTY T.J. - Journal Fluid. Mech. vol. 33
(1968)
- (30) COGNET G. - Thèse Nancy (1968)
- (31) LEBOUCHE M. - Thèse Nancy (1968)
- (32) GOSSE J. - C.R. Acad. Sc. Paris t. 268-p.561 - (Mars 1969).
- (33) STOCCHI B. - Rapport D.E.A. Nancy (1969)
- (34) ACRIVOS A. - Phys. Fluids. 3. 657. (1960)
- (35) LEBOUCHE M. - C.R. Acad. Sc. t. 270 (Juin 1970)
- (36) LING S.C. - Journal Heat Transfer 685 (1962)
- (37) ACRIVOS A. - Chem. Eng. Sc. 21,343 (1966)
- (38) SPENCE D.A. et BROWN G.L. - Journal Fluid Mech. vol. 33 (1968)
- (39) HINZE - Turbulence Mac. Graw Hill. New-York (1959)
- (40) LEBOUCHE M. - C.R. Acad. Sc. Paris t.271 - 438 (1970)
- (41) DUCLOY J. - Rapport D.E.A. Nancy (1969)
- (42) PLETCHER R.H. - A.I.A.A. Journal, vol. 7 N° 2 (1969)
- (43) EISENBERG, TOBIAS et WILKE - Journal of the Electrochem. Soc.
103 N° 7
- (44) KESTIN J., LAEDER P.F., SUGIN H. Z.A.M.P vol. 12 fasc 2(1961)
- (45) MARTIN M. - C.R. Acad. Sc. Paris. 270 (février 1970).

- (46) RICHARDSON P.D. - Chem. Eng. Science. vol. 18 - 149.155 (1963)
- (47) FAGE et JOHANSEN - Proc. Roy. Soc. vol. N° 773 (1927)
- (48) ACRIVOS A., SNOWDEN D.D., GROVE A.S. et PETERSEN E.E.
- Journal Fluid. Mech. vol. 21. part. 4. (1965)
- (49) RIEGELS, voir TWAITES B. - Incompressible Aerodynamics Oxford
Clarendon Press (1960)
- (50) GRUMOV et PETRICHEV - Congrès of Heat and Mass Transfer FC 7-3
Versailles (1971)
- (51) GOSSE J. - Rapport Session Forced Convection - Congrès of Heat
and Mass transfer - Versailles (1971)
- (52) KLINE, REYNOLDS, SCHAUB et RUNDSTADLER - Report M.D.10
Stanford University (1964)
- (53) KLINE, REYNOLDS, SCHAUB et RUNDSTADLER - Journal Fluid. Mech.
vol. 30 - 741 (1967)
- (54) KOLTHOFF - LINGANE - Polarography I (Interscience) (1952)
- (55) KESTIN et MAEDER - Naca. T.N. 4018 (1957)
- (56) GERRARD J.H. - Journal Fluid. Mech. vol. 25 - 401 (1966)

NOM DE L'ETUDIANT : STOCCHI Bruno

Nature de la thèse : DOCTEUR INGENIEUR

Vu, Approuvé

et permis d'imprimer

NANCY, le 9 Février 1971

Le Président du Conseil de l'Université de NANCY I

J.R. HELLUY

